

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Lasers Raman tout-fibre avec réflecteurs à boucles de Sagnac

MARYSE AUBÉ

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
AOUT 2006



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-19280-1

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-19280-1

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

Lasers Raman tout-fibre avec réflecteurs à boucles de Sagnac

présenté par: AUBÉ Maryse,

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. Yves-Alain PETER, Ph.D., président

Mme Suzanne LACROIX, D.Sc., membre et directrice de recherche

M. Nicolas GODBOUT, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. Réal VALLÉE, Ph.D., membre externe

Remerciements

Le présent travail n'aurait pas pu voir le jour sans l'apport et le concours de nombreuses personnes à qui je veux témoigner ma reconnaissance.

Je tiens avant tout à remercier ma directrice et mon co-directeur de recherche pour le soutien financier, mais surtout pour tout ce qu'ils m'ont appris. En plus de m'introduire à des domaines de recherche fascinants, Suzanne Lacroix n'a cessé de me témoigner de la confiance et de l'appui et ce, depuis mes années de baccalauréat. Nicolas Godbout, par sa polyvalence, sa curiosité scientifique et le pur plaisir qu'il tire à réaliser quelque chose de « cool » dans un lab, m'a guidée, enseignée et motivée tout au cours du projet.

Je dois une fière chandelle à Mikaël Leduc, Bertrand Gauvreau et Francis Boismenu pour leur polyvalence, pour leur dévouement, pour toutes ces connaissances expérimentales qu'ils m'ont transmises, mais surtout pour leur patience devant mon sens particulier de l'organisation.

Un grand merci va à Marie-Eve Leclerc et à Jean-François Richard, non seulement pour leurs contributions majeures au projet et pour tout ce que j'ai appris d'eux, mais aussi parce que, avec leur dévouement, leur curiosité scientifique et leur enthousiasme contagieux, chacun d'eux me rappelait sans cesse à quel point la photonique est fascinante. Marie-Eve a contribué grandement à la résurrection du montage d'étrépage et a réalisé le laser 2. Jean-François a travaillé avec moi sur des lasers à fibre dopée à l'erbium.

Je veux aussi remercier Bryan Burgoyne, grand sage dans la physique, dans la vie

et dans les jeux de société. C'est avec patience qu'il m'a aidé à affronter l'optique non-linéaire et les montagnes russes d'une maîtrise. Merci aussi à un autre grand sage, Éric Saulnier, qui m'a éclairer par son expérience avec les lasers Raman, par ses commentaires, mais surtout par ses citations, dont l'éternelle « Je n'ai jamais été aussi proche de finir ».

Merci à mes précieux amis et collègues, que j'ai eu le plaisir de côtoyer et qui m'ont supporté à travers l'aventure, notamment : Fanny Béron, pour les corrections et les encouragements, François Busque, pour l'appui et les conseils, et Alexandre Dupuis, pour les simulations et le support moral (lire punching-bag). J'aimerais aussi remercier Maxime Lafrance-Vanasse pour le programme d'étirage, Xavier Daxhelet pour les indices de réfraction, Stéphane Laforte pour les profils d'indice. De plus, merci à toutes stagiaires que j'ai encadrées et qui, par leur enthousiasme, ont ravivé mon intérêt pour les lasers.

Je remercie François Bolduc pour sa grande patience et ses encouragements. Merci aussi du fond du cœur à mes amis et à mes proches, particulièrement à mes parents à qui je dédie ce mémoire. Votre support inébranlable et votre amour m'ont été si précieux tout au long de l'aventure.

Enfin, je remercie les calinours et tous ceux qui ont cru en eux.

Résumé

Ce mémoire décrit la conception, la fabrication et l'analyse de deux lasers Raman à fibre optique assemblés en des cavités linéaires qui utilisent comme réflecteurs des boucles de Sagnac. La plage spectrale de réflexion de ces boucles est large, ce qui présente un avantage par rapport aux réseaux de Bragg habituellement utilisés dans ces cavités. De plus, en utilisant des boucles dans une cavité à deux cascades Stokes, comme celles du projet, le nombre de composants nécessaires se trouve réduit, passant de quatre réseaux de Bragg à seulement deux coupleurs.

Le milieu amplificateur des lasers réalisés est constitué de 606 m de fibre dopée au phosphore, permettant un décalage Raman de 39,9 THz. Les cavités sont pompées par un laser à ytterbium émettant à 1060 nm, longueur d'onde à laquelle les boucles de la cavité Raman présentent un maximum de transmission. Ces boucles sont cependant totalement réfléchissantes à la première onde de Stokes (1233,5 nm). La boucle d'entrée l'est aussi à la deuxième onde de Stokes (1475,5 nm) tandis qu'à cette longueur d'onde, la boucle de sortie ne l'est que partiellement pour permettre l'émission laser.

La conception et la fabrication des coupleurs nécessaires aux boucles de Sagnac sont particulièrement critiques, du fait que les taux de couplage à trois longueurs d'onde doivent être contrôlés pour chacun des composants. La technique de fabrication utilisée est celle de fusion-étirage à la flamme. L'élongation doit être limitée aux premiers cycles de transmission de manière à s'assurer d'une large plage spectrale réfléchie par les boucles, ce qui constitue une contrainte additionnelle.

La première cavité assemblée lase à 1475,5 nm, longueur d'onde pour laquelle la boucle de sortie réfléchit 56,3 % de la puissance. Cette deuxième onde de Stokes présente un seuil de pompage de 1,60 W et un rendement de 11,7 %. Les données expérimentales sont en bon accord avec les résultats des simulations.

Dans le cas du deuxième laser, la boucle de sortie, davantage optimisée, réfléchit 24,6 % à 1475,5 nm, mais les conditions de gain et de pertes favorisent plutôt un décalage Raman de 13 à 15 THz à partir de la première onde de Stokes. La cavité n'émet donc pas à 1475,5 nm, mais plutôt à 1298,5 nm puis, en augmentant la puissance de pompe, à 1313 nm. La longueur d'onde de la sortie change légèrement en fonction de la puissance de pompe injectée. À 1298,5 nm, le seuil du laser est de 1,90 W de puissance de pompe injectée, avec un rendement de 1,3 %. À 2,27 W, un second pic d'émission apparaît à 1313 nm, avec un rendement 2,7 %. Lorsqu'on augmente encore la puissance de pompe, ce pic devient dominant, l'émission à 1298,5 nm disparaissant à 3 W.

Abstract

In this Masters thesis, two Raman all-fiber lasers are designed, built and analysed. They consist of a linear cavity with Sagnac loops as reflectors. These reflectors are spectrally much larger than the fiber Bragg gratings usually used in such lasers. Using loops reduces the number of components in the cavity, from four fiber Bragg gratings to only two couplers.

In the lasers, the amplification takes place in 606 m of Phosphorous-doped fiber featuring a Raman shift of 39.9 THz. An Ytterbium laser pumps the cavity at 1060 nm. At this wavelength, both the entrance loop and the exit loop transmit a maximum of power. Both loops totally reflect the first Stokes wave (1233.5 nm). As for the second Stokes wave at 1475.5 nm, it is totally reflected by the entrance loop, but only partially by the exit loop, becoming therefore the output of the laser.

The design and fabrication of the fused fiber couplers for the loops present quite a challenge, as each of those couplers must fulfill the requirements concerning the transmission at the three wavelengths mentioned above. Furthermore, the stretching of the coupler during the fabrication must be limited in order to keep the component response in a range where the transmission varies as slightly as possible with respect to the wavelength. This ensures that the resulting loop comes out as a spectrally large reflector.

The output of the first cavity is at 1475.5 nm. At this wavelength, the exit loop reflects 56.3 % of the power. Experimental measurements, which feature a pump threshold of 1.60 W and a laser efficiency of 11.7 %, agree well with the numerical

simulations results.

As for the second cavity, the reflectivity of the exit loop at 1475.5 nm is optimized, and therefore lower (24.6 %). However, the spectral response of the reflectors, in combination with the Raman gain curve, favors a laser output corresponding to a Raman shift of 13 to 15 THz from the first Stokes wave. Consequently, the laser output is not at 1475.5 nm, but rather at 1298.5 nm, and then at 1313 nm as the pump power increases. At 1298.5 nm, 1.90 W of injected pump power is required to reach the threshold. The efficiency from that point is 1.3 %. At 2.27 W, a second emission peak appears in the spectrum at 1313 nm, featuring in this case a laser efficiency of 2.7 %. This peak becomes dominant, as the first one at 1298.5 nm disappears when the injected pump power reaches 3 W.

Table des matières

Remerciements	iv
Résumé	vi
Abstract	viii
Table des matières	x
Liste des tableaux	xii
Liste des figures	xiv
Liste des annexes	xvii
Liste des sigles et abréviations	xix
Introduction	1
Chapitre 1 Coupleurs et boucles de Sagnac	6
1.1 Coupleurs	6
1.2 Boucle de Sagnac	8
1.3 Conception et fabrication d'un coupleur pour une boucle de Sagnac	10
1.3.1 Spécifications du coupleur	10
1.3.2 Conception d'un coupleur à fusion donnée et à section uniforme	11
1.3.3 Simulation d'une recette de fabrication d'un coupleur adiabatique	16

1.3.4	Vérification de la réponse spectrale prévue et correction de la recette	21
1.3.5	Fabrication des coupleurs sur le banc d'étirage	21
Chapitre 2	Lasers Raman	27
2.1	Introduction	27
2.1.1	Amplification Raman	27
2.1.2	Laser Raman	30
2.2	Historique	32
2.3	Cavités visées	34
2.3.1	Décalage Raman utilisé	35
2.3.2	Type de réflecteurs	38
2.3.3	Longueur de cavité et réflectivité de la boucle de sortie	39
2.4	Réflecteurs en boucles de Sagnac	42
2.4.1	Réponses spectrales visées	42
2.4.2	Réponses spectrales obtenues	42
2.5	Cavités obtenues	48
2.5.1	Premier laser	48
2.5.2	Deuxième laser	61
2.6	Mesures complémentaires, améliorations et perspectives	67
2.6.1	Mesures complémentaires	67
2.6.2	Améliorations et perspectives	68
	Conclusion	81
	Bibliographie	85
	Annexes	92

Liste des tableaux

1.1	Transmission visée pour le réflecteur d'entrée.	11
1.2	Longueurs de battement pour un ITR de 0,475	15
1.3	Paramètres de fabrication des trois coupleurs utilisés dans les différentes cavités Raman assemblées.	26
2.1	Transmission visée pour le réflecteur de sortie.	42
2.2	Pertes dues aux réflecteurs.	44
2.3	Réponse des boucles de Sagnac réfléchtrices des cavités étudiées.	47
2.4	Valeurs estimées des coefficients de réflexion des boucles d'entrée (R^-) et de sortie (R^+) pour les trois longueurs d'onde de sortie potentielles du laser 1.	53
2.5	Valeurs estimées des coefficients de réflexion des boucles d'entrée (R^-) et de sortie (R^+) pour les trois longueurs d'onde de sortie potentielles du laser 2.	64
2.6	Différents modes d'émission du laser.	65
B.1	Paramètres de la fibre dopée au phosphore.	103
B.2	Paramètres de la fibre PureMode TM HI 1060.	104
B.3	Indices de réfraction de la fibre PureMode TM HI 1060 (fournis par le fabricant).	105
B.4	Caractéristiques du laser à l'ytterbium.	106
B.5	Caractéristiques de l'isolateur à 1060 nm.	107

B.6	Caractéristiques de l'analyseur de spectre optique (OSA).	109
B.7	Caractéristiques du monochromateur.	109
B.8	Caractéristiques des photodétecteurs.	110
B.9	Caractéristiques de la torche.	110
B.10	Caractéristiques des platines.	111

Liste des figures

1	Schéma d'une cavité Raman à deux cascades avec des réseaux de Bragg .	3
2	Schéma d'une cavité Raman à deux cascades avec des boucles de Sagnac	4
1.1	Schéma d'une boucle de Sagnac	8
1.2	Schéma de la section droite d'un coupleur	13
1.3	Courbes de la longueur de battement L_b entre les deux premiers super-modes du coupleur.	14
1.4	Courbes du critère d'adiabaticité et pente normalisée du coupleur	17
1.5	Description schématique du balayage de la flamme lors de la fabrication du coupleur	18
1.6	Évolution du profil du coupleur lors de la fabrication	20
1.7	Schéma du montage d'étirage de coupleur	22
1.8	Spectres expérimental et simulé du coupleur en transmission	25
2.1	Schémas de la diffusion Raman : processus Stokes et anti-Stokes	28
2.2	Courbe de gain Raman g_{R0j} de la fibre dopée au phosphore	29
2.3	Schéma d'un laser Raman à deux cascades	31
2.4	Configurations de cavité à 1475 nm	36
2.5	Courbes de gain Raman effectif dans la cavité	37
2.6	Courbes d'optimisation de la longueur et de la réflectivité	41
2.7	Réponse en transmission du réflecteur d'entrée utilisé pour les deux lasers Raman	44

2.8 Réponse en transmission du réflecteur de sortie utilisé pour le premier laser	45
2.9 Réponse en transmission du réflecteur de sortie utilisé pour le deuxième laser	46
2.10 Réponse en transmission des réflecteurs d'entrée et de sortie pour le premier laser	48
2.11 Courbes de rendement du premier laser	50
2.12 Spectre de sortie du premier laser	52
2.13 Différence estimée entre les gains et les pertes dans la cavité du premier laser	54
2.14 Spectres expérimentaux de la pompe injectée dans la cavité et de la pompe résiduelle	56
2.15 Spectres de la première onde de Stokes pour le premier laser	58
2.16 Spectres de la première onde de Stokes pour le deuxième laser	59
2.17 Réponse en transmission des réflecteurs d'entrée et de sortie pour le deuxième laser	61
2.18 Spectre de sortie du deuxième laser	62
2.19 Différence estimée entre les gains et les pertes dans la cavité du deuxième laser	63
2.20 Courbes de rendement du deuxième laser	65
2.21 Étude de l'apparition des différents pics à la sortie du deuxième laser . .	66
2.22 Alternative au réflecteur de sortie du deuxième laser	70
2.23 Première alternative de cavité avec boucles de Sagnac permettant de fixer la longueur d'onde de sortie à 1480 nm	74
2.24 Deuxième alternative de cavité avec boucles de Sagnac permettant de fixer la longueur d'onde de sortie à 1480 nm	74
2.25 Transmission d'une boucle en fonction du produit de sa longueur par la puissance injectée	78
2.26 Transmission d'une boucle de 275 m en fonction de la puissance injectée	79

2.27 Étude de la stabilité d'une cavité	80
A.1 Effet de mèche dans une fibre optique	93
A.2 Système de protection du laser à ytterbium	93
A.3 Schéma des boucles de Lefèvre	96
A.4 Schéma d'un contrôleur de polarisation par pression	97
A.5 Premier type d'atténuateur réalisé en distançant les férules de deux connecteurs	99
A.6 Deuxième type d'atténuateur composé d'une série de sept épissures	101
B.1 Spectre d'atténuation de la fibre dopée au phosphore	103
B.2 Profil d'indice de la fibre dopée au phosphore	104
B.3 Profil d'indice de la fibre PureMode TM	105
B.4 Spectre de la source blanche	107
D.1 Schéma d'une boucle miroir optique non-linéaire (NOLM)	117
D.2 Réponse d'un NOLM	118

Liste des annexes

Annexe A Description de la cavité Raman expérimentale et procédure

d'assemblage	92
A.1 Laser pompe : spécifications et moyens de protection	92
A.2 Assemblage de la cavité	94
A.2.1 Épissures	94
A.2.2 Contrôleurs de polarisation	95
A.2.3 Procédure d'assemblage	97
A.3 Moyens de caractérisation de la cavité	98
A.3.1 Atténuateurs	98

Annexe B Caractéristiques des fibres, des dispositifs et des appareils

utilisés	102
B.1 Fibres	102
B.1.1 Fibre dopée au phosphore	102
B.1.2 Fibre PureMode™ HI 1060	102
B.2 Dispositifs actifs	106
B.2.1 Laser à l'ytterbium	106
B.2.2 Source blanche	106
B.3 Dispositifs passifs	107
B.3.1 Isolateur	107
B.3.2 Contrôleur de polarisation à pression	108

B.4	Appareils d'assemblage	108
B.4.1	Cliveuse	108
B.4.2	Fusionneuse	108
B.4.3	Colle pour fixer les coupleurs	108
B.5	Appareils de mesure	108
B.5.1	Analyseur de spectre optique (OSA)	108
B.5.2	Monochromateur	108
B.5.3	Photodétecteurs	110
B.6	Montage d'étirage de coupleur	110
B.6.1	Torche	110
B.6.2	Platines de translation de précision	110
B.6.3	Débitmètres	111
B.6.4	Programme de contrôle et d'acquisition	111
Annexe C Modélisation d'une cavité Raman à deux cascades		112
Annexe D Boucle de Sagnac non-linéaire		116
Annexe E Résumé d'une présentation faite à CLEO 2005 (« Confe- rence on Lasers and Electro-Optics »)		119

Liste des sigles et abréviations

$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299\,792\,458$ m/s, vitesse de la lumière dans le vide

n = indice de réfraction du milieu

n_2 = indice de réfraction non-linéaire du milieu [m^2/V^2]

A_{eff} = aire effective [m^2]

g_R = gain Raman [$\text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$]

\vec{E} = champ électrique [V/m]

L_c = longueur du coupleur [m]

L_b = longueur de battement entre deux supermodes [m]

L_0 = longueur initiale de la plage de balayage [m] (fabrication des coupleurs)

e = élongation de la structure du coupleur [m] (fabrication des coupleurs)

f = degré de fusion du coupleur (fabrication des coupleurs)

P = puissance [W]

R = coefficient de réflexion

T = coefficient de transmission

Indices

$+$ = en rapport au réflecteur de sortie de la cavité

$-$ = en rapport au réflecteur d'entrée de la cavité

p = en rapport à la pompe

s = en rapport au signal

0 = en rapport à la pompe

1 = en rapport à la première onde de Stokes

2 = en rapport à la deuxième onde de Stokes

Symboles grecs

α = absorption optique [m^{-1}]

α_c = pente de la variation du balayage (fabrication des coupleurs)

$\epsilon_0 = 8,8542 \times 10^{-12}$ F/m, permittivité électrique

φ = phase accumulée [rad]

λ = longueur d'onde [m]

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, perméabilité électrique

Ω = fréquence angulaire du phonon [rad/s]

ω = fréquence angulaire du photon [rad/s]

$\Delta\omega$ = décalage Raman [rad/s]

Acronymes

AMP = auto-modulation de phase

CP = contrôleur de polarisation

CW = mode continu (CW pour « Continuous Wave »)

ITR = inverse du taux de réduction du coupleur

M4O = mélange à 4 ondes

MFD = diamètre de champ modal (MFD pour « Mode Field Diameter »)

MPM = modulation de phase mutuelle

NOLM = boucle miroir optique non-linéaire (NOLM pour « Nonlinear Optical Loop Mirror »)

OSA = analyseur de spectre optique (OSA pour « Optical Spectrum Analyser »)

SRS = diffusion Raman stimulée (SRS pour « Stimulated Raman Scattering »)

Introduction

Depuis le début des années 60, les lasers à fibre, opérant en mode continu ou pulsé, ont suscité un intérêt grandissant comme domaine de recherche puis comme produit commercialisé. Ils se caractérisent par un milieu amplificateur en fibre optique, ce qui leur donne plusieurs avantages par rapport aux autres lasers [1].

Premièrement, la lumière étant confinée dans le cœur de la fibre, le pompage (par exemple par diode laser) peut être très efficace, ce qui entraîne donc de faibles seuils d'émission. Ce même confinement peut occasionner l'apparition d'effets optiques non-linéaires, qui peuvent être mis à profit pour faire pulser le laser à fibre ou pour agir comme moyen d'amplification dans la cavité, par exemple l'amplification Raman [1].

Cette efficacité du pompage résulte en une faible consommation de puissance pompe, ainsi qu'en de faibles coûts de production et d'alimentation du laser. De plus, la fibre utilisée comme amplificateur permet une bonne évacuation thermique, ne nécessitant donc pas de système de refroidissement. Tous ces points contribuent aussi à faire des lasers de ce type des dispositifs très compacts.

Ensuite, les lasers tout-fibre (ceux dont tous les composants sont en fibre optique) permettent d'éviter les pertes de couplage, augmentant ainsi le rendement de ces cavités. Ils permettent aussi d'obtenir un faisceau de sortie de grande qualité, vu le caractère unimodal de la fibre amplificatrice. De plus, ils présentent bien sûr de très faibles pertes d'insertion, par exemple dans un lien de télécommunication, et sont particulièrement compatibles avec celui-ci.

Les lasers à fibre peuvent être basés sur une inversion de population, leur fréquence

optique d'émission correspondant alors à la transition radiative de leurs dopants, habituellement des ions d'une terre rare. La gamme de fréquences optiques d'émission disponibles dépend donc du choix de dopants disponible.

Or, cet éventail de fréquences disponibles peut être augmenté en développant des lasers basés sur l'amplification Raman. En effet, dans une fibre optique, une pompe à une certaine fréquence optique ω_p peut, par diffusion Raman, transférer sa puissance à une onde (première onde de Stokes) de fréquence $\omega_p + \Delta\omega$ caractérisée par un décalage Raman donné ($\Delta\omega$) par rapport à la fréquence de la pompe. Si l'amplification a lieu au sein d'une cavité, il en résulte un laser Raman dont la fréquence d'émission dépend de la pompe utilisée (habituellement un laser à inversion de population).

Il est possible de concevoir les réflecteurs de la cavité Raman pour que la fréquence optique d'émission ne soit pas celle de la première onde de Stokes, mais plutôt celle d'une onde de Stokes subséquente. Ainsi, si la première onde de Stokes est totalement réfléchie dans la cavité, elle pompe une deuxième onde de Stokes, qui en pompe une troisième, et ainsi de suite, jusqu'à la k^e onde de Stokes qui n'est pas totalement réfléchie et qui constitue alors l'émission du laser (avec k entier). La cavité en question possède donc k cascades et émet à une fréquence optique de $\omega_p + k\Delta\omega$ [1,2].

Un grand avantage des lasers Raman est donc qu'ils peuvent constituer des sources émettant à des fréquences optiques qui ne sont pas accessibles avec les lasers à inversion de population. Il suffit de sélectionner adéquatement la pompe et le nombre k de cascades. De plus, en dopant la matrice de silice de la fibre, par exemple avec du phosphore, le décalage Raman entre la pompe et son onde de Stokes peut être augmenté. Ceci permet éventuellement, pour une pompe donnée, de réduire le nombre de cascades et, conséquemment, les pertes et le nombre de composants de la cavité Raman.

Le projet porte sur des cavités émettant à des longueurs d'onde proches de 1480 nm. Ce genre de source peut être utilisé dans un réseau de télécommunication comme pompe pour des amplificateurs Raman ou pour des amplificateurs à fibre dopée à

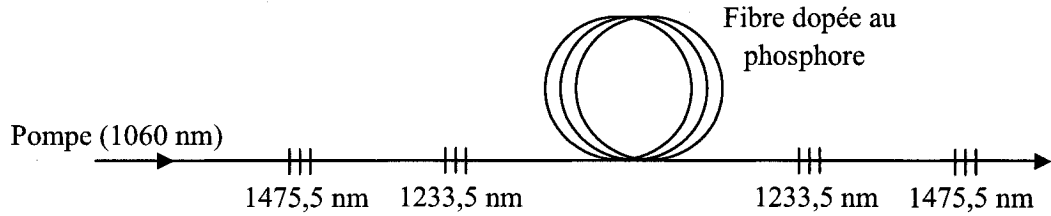


Figure 1 : Schéma de la cavité laser à deux cascades avec des réseaux de Bragg comme réflecteurs.

l'erbium. En utilisant comme milieu de gain une fibre dopée au phosphore (décalage Raman de 39,9 THz) [3,4], une cavité à deux cascades permet de transférer la puissance de la pompe (1060 nm) à la première onde de Stokes à 1233,5 nm, puis à la deuxième à 1475,5 nm. Cette dernière onde de Stokes constitue l'émission du laser.

Dans la littérature [2,5], de tels lasers ont surtout été réalisés sous la forme de cavités linéaires intégrant quatre réseaux de Bragg, deux pour réfléchir la première onde de Stokes à 1233,5 nm, deux autres pour la deuxième onde de Stokes à 1475,5 nm (figure 1). Or ces réseaux de Bragg sont trop étroits pour réfléchir la totalité de l'onde de Stokes qui s'élargit spectralement en se propageant dans la cavité [6]. Il est donc d'intérêt de remplacer les réseaux par des réflecteurs plus larges. L'alternative mise de l'avant dans ce mémoire est celle des boucles de Sagnac. Une telle boucle est composée d'un coupleur dont les deux branches de sortie sont connectées l'une à l'autre. À une longueur d'onde pour laquelle le coupleur présente un transfert de puissance de 50:50, la boucle réfléchit totalement le signal. Le résultat est un réflecteur large étant donné que, tout comme le coupleur, la boucle présente une réponse sinusoïdale.

Pour le projet, les coupleurs ont été conçus pour que les boucles réfléchissent à la fois la première onde de Stokes et la deuxième. Une telle cavité est illustrée à la figure 2. Elle présente non seulement l'avantage d'intégrer des réflecteurs larges, mais aussi de réduire le nombre de composants nécessaires, passant de quatre réseaux de Bragg à seulement deux coupleurs.

Ce mémoire présente des cavités Raman tout-fibre réalisées. Plus spécifiquement,

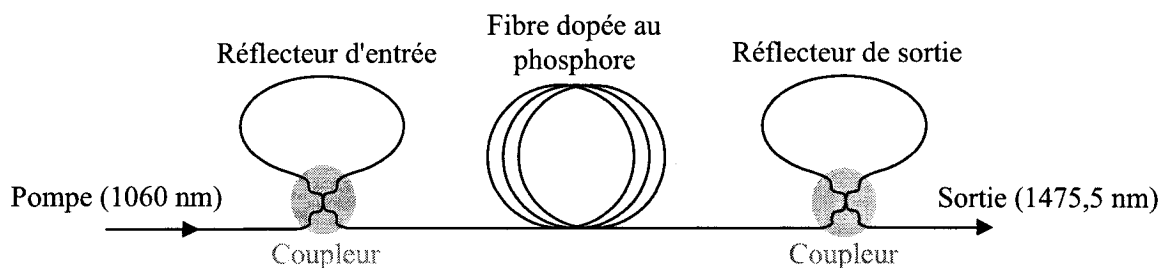


Figure 2 : Schéma d'une cavité laser à deux cascades avec des boucles de Sagnac comme réflecteurs. Le réflecteur d'entrée transmet la pompe et réfléchit les première et deuxième ondes de Stokes. Le réflecteur de sortie transmet totalement la pompe, réfléchit totalement la première onde de Stokes et partiellement la deuxième onde de Stokes. Les cavités Raman réalisées lors du projet suivent cette configuration.

il détaille la conception et la fabrication des coupleurs intégrés dans les lasers, la modélisation des cavités, leur conception, leur réalisation et leur caractérisation.

Le chapitre 1 concerne les coupleurs et leur intégration dans des boucles de Sagnac. Le fonctionnement de ces dernières y est décrit. En particulier, à partir des spécifications d'une des boucles de Sagnac des cavités laser à construire, les caractéristiques du coupleur de cette boucle sont déduites. Les différentes étapes de conception et de fabrication de ce coupleur sont détaillées.

Le chapitre 2 présente le travail réalisé sur les lasers tout-fibre à effet Raman. Une introduction des concepts à la base de l'amplification Raman précède la présentation des différentes cavités conçues, tant au niveau des caractéristiques visées qu'au point de vue des résultats expérimentaux obtenus comparés à des simulations (réponses spectrales et courbes de rendement). Enfin, une discussion portant sur ces résultats mène à des suggestions d'améliorations et d'études complémentaires.

L'annexe A explique les méthodes utilisées pour assembler et caractériser les cavités Raman. On y mentionne aussi les précautions à suivre pour diminuer les risques de dommage apparaissant lorsque le système est opéré à haute puissance. Quant à l'annexe B, elle présente les caractéristiques des fibres optiques, des composants et des dispositifs intégrés dans les cavités, des appareils de mesure servant à la

caractérisation et des différents éléments du montage d'étirage. L'annexe C présente les principales équations permettant de simuler le comportement des cavités Raman. L'annexe D aborde le comportement d'une boucle de Sagnac à haute puissance. Enfin, l'annexe E contient le résumé d'une présentation faite en 2005 dans le cadre de la conférence CLEO (pour « Conference on Lasers and Electro-Optics ») [7]. Les résultats mis de l'avant se limitaient alors à ceux de la première cavité construite.

Chapitre 1

Coupleurs et boucles de Sagnac

Tel que mentionné dans l'introduction, les cavités Raman réalisées lors du projet ont pour réflecteurs des boucles de Sagnac. La conception et la fabrication de ces boucles, donc des coupleurs qu'elles nécessitent, constituent le principal défi du projet. Ce chapitre aborde premièrement les principes de fonctionnement des coupleurs et des boucles de Sagnac. Ensuite, à partir des spécifications d'une boucle donnée à réaliser, les étapes de conception et de fabrication du coupleur nécessaire sont détaillées.

1.1 Coupleurs

Les coupleurs sont des composants tout-fibre qui servent à démultiplexer un signal incident. Ils sont utilisés pour séparer ou combiner soit les puissances, soit les longueurs d'onde, soit les polarisations. Dans ces composants, le couplage apparaît lorsque deux guides (dans ce cas-ci, deux fibres optiques) sont approchés l'un de l'autre et modifiés géométriquement de manière à ce qu'il y ait recouvrement, dans la gaine séparant les guides, entre les modes fondamentaux se propageant dans chacun d'eux. Un tel couplage des ondes évanescentes permet le transfert de puissance optique d'un guide à l'autre [8,9].

En effet, lorsque la structure composée de deux fibres se trouve modifiée sen-

siblement, principalement par une réduction de la section droite, la lumière n'est plus restreinte au cœur mais est plutôt diffractée et guidée dans la gaine, sur la section centrale du coupleur. Cette section constitue en soi un nouveau guide qui supporte des modes qui lui sont propres, des supermodes correspondant à la combinaison linéaire des modes initiaux de chaque guide. Ainsi, dans un coupleur fait de deux fibres unimodales identiques, les modes fondamentaux de ces dernières génèrent dans la structure du coupleur les deux premiers supermodes SLP_{01} et SLP_{11} , auxquels sont associées les constantes de propagation B_{01} et B_{11} . Le déphasage entre ces supermodes, évalué sur la longueur L_c du coupleur, est calculé à partir de l'équation suivante :

$$2\alpha = \int_0^{L_c} [B_{01}(z) - B_{11}(z)] dz \quad (1.1)$$

Le résultat dépend de la longueur d'onde λ par le biais de B_{01} et de B_{11} . Ensuite, la transmission du coupleur en amplitude est évaluée et s'écrit de la façon suivante [8,9] :

$$[A] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & i \sin \alpha \\ i \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ i \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

La matrice $[A]$ est la matrice de transfert d'un coupleur 2×2 symétrique. Elle est appliquée sur le vecteur définissant les amplitudes d'entrée (ici, la lumière incidente est injectée uniquement dans la première fibre). Du vecteur résultant, correspondant à la transmission du coupleur en amplitude, la transmission du coupleur en intensité dans chaque branche peut être déduite :

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{\text{coupleur}} \\ 1 - T_{\text{coupleur}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |\cos \alpha|^2 \\ |i \sin \alpha|^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha \\ \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

Pour ces vecteurs, le terme du haut définit la transmission T_1 (ou T_{coupleur}) dans la première branche de sortie du coupleur (la fibre par laquelle entre la puissance injectée dans le coupleur), tandis que le terme du bas est la transmission T_2 dans

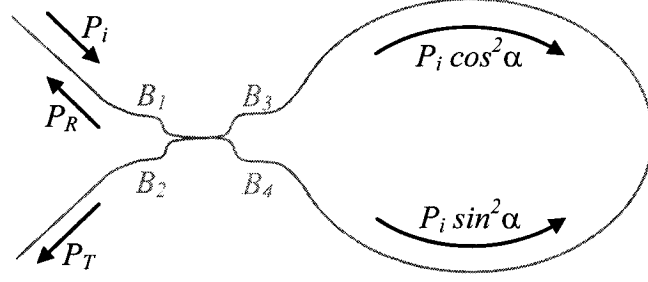


Figure 1.1 : Boucle de Sagnac. Les branches B_3 et B_4 du coupleur sont connectées pour former une boucle. Pour une puissance injectée P_i , la boucle transmet une puissance P_T et réfléchit une puissance P_R . La transmission et la réflexion dépendent des caractéristiques de transfert de puissance du coupleur.

l'autre branche de sortie.

Dans le cas présent, les guides en question sont des fibres optiques fusionnées à la flamme et étirées. La section suivante traite de la boucle de Sagnac et la section 1.3 traite de la conception de ces coupleurs en fonction de la réponse spectrale recherchée et décrit la fabrication des composants.

1.2 Boucle de Sagnac

Soit un coupleur fusionné dont la branche B_1 sert à l'injection du signal et dont le transfert de puissance à une certaine longueur d'onde est de $\cos^2 \alpha$: $\sin^2 \alpha$ aux branches de sortie B_3 et B_4 . Une boucle de Sagnac est formée lorsque B_3 et B_4 sont connectées, tel qu'illustré à la figure 1.1.

Le système agit alors comme un interféromètre [10]. La transmission en amplitude d'une telle boucle peut être calculée de la façon suivante :

$$[A] \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_1} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_2} \end{bmatrix} [A] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i \frac{\sin(2\alpha)}{2} (e^{i\varphi_1} + e^{i\varphi_2}) \\ e^{i\varphi_1} \cos^2 \alpha - e^{i\varphi_2} \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

Ce système d'équations a la forme $[A][B][C][A][a] = [b]$. Le vecteurs $[a]$ et $[b]$

correspondent respectivement aux vecteurs d'entrée et de sortie de la boucle, le terme du haut correspondant à l'amplitude dans la branche B_1 , celui du bas correspondant à celle dans la branche B_2 . La matrice de transfert $[A]$ (celle de droite) décrit le premier passage dans le coupleur. $[C]$ intègre les phases accumulées (φ_1 et φ_2) par chacune des deux ondes se propageant en sens inverse dans la boucle. La matrice $[B]$ compense pour le fait que l'onde qui a commencé à parcourir la boucle à partir de B_3 revient dans le coupleur en B_4 pour le deuxième passage, et inversement pour l'onde contra-propagative. Enfin, $[A]$ à l'extrême gauche est la matrice de transfert de ce deuxième passage dans le coupleur. À partir de ce résultat, il est possible de déduire la réflexion R_{boucle} et la transmission T_{boucle} en intensité de cette boucle de Sagnac :

$$\begin{bmatrix} R_{\text{boucle}} \\ T_{\text{boucle}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left| i \frac{\sin(2\alpha)}{2} (e^{i\varphi_1} + e^{i\varphi_2}) \right|^2 \\ \left| e^{i\varphi_1} \cos^2 \alpha - e^{i\varphi_2} \sin^2 \alpha \right|^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin^2 2\alpha \cdot \cos^2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \\ 1 - \sin^2 2\alpha \cdot \cos^2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Pour ces vecteurs, le terme du haut correspond à ce qui retourne dans la branche B_1 (ce qui est réfléchi par la boucle), tandis que le terme du bas permet de calculer ce qui est envoyé dans la branche B_2 (ce qui est transmis par la boucle).

Si la puissance injectée dans la boucle est assez importante, des effets d'optique non-linéaires en affectent le comportement, tel que présenté dans l'annexe D. Par contre, si la puissance injectée est faible, les ondes se propageant en sens inverse dans la boucle parcourent le même chemin optique, accumulent la même phase et donc $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. La réflexion et la transmission en intensité de la boucle de Sagnac se simplifient et s'écrivent alors :

$$\begin{bmatrix} R_{\text{boucle}} \\ T_{\text{boucle}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin^2 2\alpha \\ \cos^2 2\alpha \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

Dans ce cas, considérons une boucle qui intègre par exemple un coupleur dont le transfert de puissance $\sin^2 \alpha : \cos^2 \alpha$ à une certaine longueur d'onde est de 0:100 ou de 100:0. Cette boucle aura la propriété de transmettre totalement la lumière injectée

à cette longueur d'onde. Cependant, si ce transfert de puissance du coupleur est de 50:50 (correspondant à $\alpha = \pi/4$), par exemple à une autre longueur d'onde, la boucle est alors totalement réfléchissante. Un transfert de puissance intermédiaire implique quant à lui une transmission intermédiaire de la part de la boucle, se calculant assez simplement à partir des équations du vecteur 1.6. Il est donc possible de jouer sur la réflectivité de la boucle en modifiant le taux de transfert du coupleur à la longueur d'onde d'intérêt et ce, en jouant sur la géométrie du composant. De plus, si la fabrication du coupleur s'arrête au premier cycle de transmission (c'est-à-dire si la longueur du coupleur est de moins d'une longueur de battement des supermodes), le taux de transfert du coupleur, lié à la réflectivité de la boucle de Sagnac, varie peu en fonction de la longueur d'onde et une large plage spectrale peut donc être réfléchie.

À partir des bases théoriques mentionnées dans les sections précédentes, abordons la conception d'une boucle de Sagnac.

1.3 Conception et fabrication d'un coupleur pour une boucle de Sagnac

1.3.1 Spécifications du coupleur

Comme il a été annoncé dans l'introduction et comme il est détaillé dans le chapitre 2, une boucle de Sagnac sert de réflecteur d'entrée à toutes les cavités Raman réalisées lors du projet. Cette boucle doit transmettre la pompe (1060 nm), tout en réfléchissant totalement les première et deuxième ondes de Stokes (1233,5 nm et 1475,5 nm respectivement). Connaissant les restrictions sur la transmission de cette boucle, il en découle les spécifications du coupleur à fabriquer (se référer aux équations 1.3 et 1.6). Les valeurs de transmission à atteindre sont résumées au tableau 1.1.

Le coupleur réalisé doit aussi présenter le moins de pertes possible, ce qui implique de minimiser le couplage de la lumière dans la gaine de la fibre. Pour ce faire, le profil

Tableau 1.1 : Transmission visée pour le réflecteur d'entrée.

Longueur d'onde (nm)	T_{boucle}	T_{coupleur}
1060	100%	100%
1233,5	0%	50%
1475,5	0%	50%

longitudinal du coupleur ne doit comporter que des pentes douces, de manière à ce que les modes se propageant dans les fibres ne subissent que des transformations adiabatiques.

La conception et la réalisation d'un coupleur [11] impliquent les étapes suivantes, qui sont davantage détaillées dans les sous-sections subséquentes.

1. Faire un design grossier à fusion donnée et à section uniforme (sans considérer le transfert de puissance éventuel dans les pentes du coupleur).
2. Se baser sur ce premier design pour simuler une recette permettant d'obtenir un coupleur adiabatique.
3. À partir du profil obtenu lors de cette simulation, trouver la réponse spectrale théorique (le transfert de puissance dans les pentes du coupleur est alors considéré). Corriger la recette au besoin.
4. Faire un premier essai expérimental. Itérer en ajustant jusqu'à ce que la réponse spectrale et les pertes du coupleur soient acceptables.

1.3.2 Conception d'un coupleur à fusion donnée et à section uniforme

La première étape consiste à trouver les paramètres d'un coupleur qui répondent aux spécifications en transmission mentionnées au tableau 1.1. En considérant préliminairement que le coupleur a une section droite uniforme (ne variant pas en fonction de z), il est possible de calculer sa transmission pour sa première branche de sortie

(celle correspondant à la fibre dans laquelle la lumière a été injectée à l'entrée du coupleur). Cette transmission est calculée à partir des équations 1.3 et 1.1, s'exprime comme

$$T_{\text{coupleur}} = \cos^2 \left[\frac{(B_{01} - B_{11})}{2} L_c \right] \quad (1.7)$$

avec

$$B_{01} = 2\pi n_{01}/\lambda \quad (1.8)$$

$$B_{11} = 2\pi n_{11}/\lambda \quad (1.9)$$

où n_{01} et n_{11} sont les indices effectifs des supermodes SLP_{01} et SLP_{11} et λ la longueur d'onde à laquelle est ajustée la réponse.

Il est possible d'exprimer la transmission (équation 1.7) en fonction de la longueur de battement L_b entre les deux premiers supermodes, qui se calcule selon l'équation suivante :

$$L_b = \frac{2\pi}{B_{01} - B_{11}} = \frac{\lambda}{n_{01} - n_{11}} \quad (1.10)$$

L'équation 1.7 devient alors

$$T_{\text{coupleur}} = \cos^2 \left[\pi \frac{L_c}{L_b} \right] \quad (1.11)$$

Ainsi, la réponse du coupleur dépend du rapport entre la longueur du coupleur et la longueur de battement. Par exemple, si la longueur du coupleur est égale à la longueur de battement des supermodes, la totalité de la puissance, à la sortie du coupleur, se trouve dirigée dans la première branche de sortie, plutôt que dans la deuxième.

Les indices effectifs n_{01} et n_{11} sont calculés à une certaine longueur d'onde λ_a à

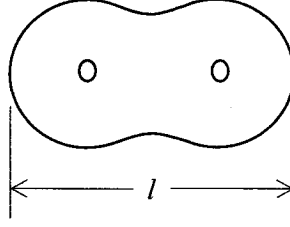


Figure 1.2 : Section droite d'un coupleur après fusion.

partir du logiciel SimFibre élaboré par M. Xavier Daxhelet. Ils dépendent de l'indice du cœur (n_{co}), de l'indice de la gaine (n_{go}), de la géométrie du coupleur, qui est ici exprimée sous la forme de l'inverse du taux de réduction, l'ITR, et du degré de fusion (f). L'ITR s'exprime à partir du rapport des sections droites avant (S_i) et après étirage (S_f), et se calcule selon l'équation :

$$ITR = \sqrt{\frac{S_i}{S_f}} \quad (1.12)$$

Quant au degré de fusion f , il caractérise la coalescence des deux fibres occasionnée lors de la fusion, un phénomène qui est dû à la tension de surface. Sa valeur se calcule selon l'équation [11] :

$$f = \frac{4\rho_i - l}{4\rho_i - 2\rho_i\sqrt{2}} \quad (1.13)$$

Ici, ρ_i est le rayon initial de la gaine optique d'une fibre, tandis que l correspond à la plus grande dimension de la section droite de la structure (vue du haut) après fusion (figure 1.2).

Or, le coupleur à réaliser présente la difficulté suivante : les spécifications quant à la transmission ne se limitent pas à une seule longueur d'onde mais à trois : 1060 nm, 1233,5 nm et 1475,5 nm. Il est cependant possible de retrouver, pour un certain ITR, les indices effectifs des supermodes (et donc L_b) pour chaque longueur d'onde en se référant aux valeurs trouvées pour λ_a . En fait, la transformation permettant d'obtenir un indice effectif à λ_b à partir de l'indice à λ_a est une estimation basée sur

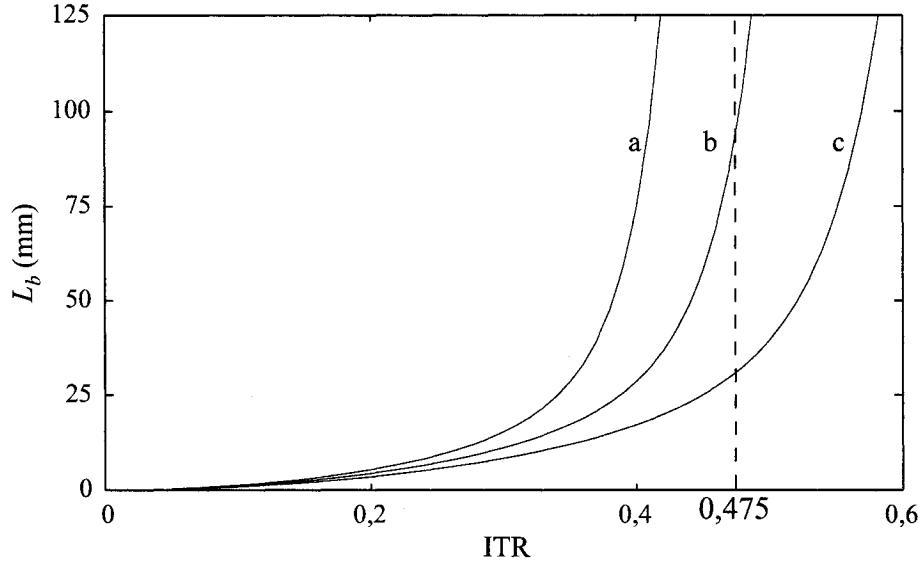


Figure 1.3 : Courbes de la longueur de battement entre les deux premiers supermodes du coupleur pour un degré de fusion de 1. Ces courbes sont tracées pour les longueurs d'onde d'intérêt : 1060 nm (a), 1233,5 nm (b) et 1475,5 nm (c). Après optimisation, on trouve pour le coupleur un ITR visé de 0,475. Ceci correspond à des longueurs de battement de 1067 mm à 1060 nm, de 94 mm à 1233,5 nm et de 31 mm à 1475,5 nm.

des considérations géométriques. Considérons que l'ITR est ajusté lorsque λ change, de manière à ce que le rapport λ/ITR ne varie pas. Dans ce cas, dans l'approximation pour laquelle on néglige la dispersion du matériau, les équations de Maxwell et donc l'équation d'onde donnent la même fonction d'onde et donc les mêmes modes, quelle que soit la longueur d'onde λ . En se basant sur cette observation, la courbe de l'indice effectif d'un supermode en fonction de l'ITR pour λ_b peut s'estimer à une simple translation de la même courbe pour λ_a . Tel qu'illustré à la figure 1.3, il en va de même pour les courbes de la longueur de battement L_b en fonction de l'ITR, définie par l'équation 1.10.

Pour obtenir un coupleur dont la réponse correspond à celle spécifiée au tableau 1.1, on déduit, à partir de l'équation 1.11, qu'il faut trouver un ITR et une L_c qui remplissent les conditions suivantes : soit n , m et p des entiers, à 1060 nm, le rapport L_c/L_b

Tableau 1.2 : Longueur de battement L_b et rapport L_c/L_b aux longueurs d'onde d'intérêt, si le coupleur présente un ITR de 0,475 et une L_c de 23,25 mm

Longueur d'onde (nm)	L_b (mm)	L_c/L_b
1060	1067	0,02
1233,5	94	0,25
1475,5	31	0,75

doit être égale à n pour obtenir une T_{coupleur} de 100 %, à 1233,5 nm et à 1475,5 nm, ces rapports doivent être respectivement égales à $m \pm 1/4$ et $p \pm 1/4$ pour obtenir dans les deux cas une T_{coupleur} de 50 %.

Pour le coupleur, la réponse recherchée doit varier le moins possible en longueur d'onde, afin de s'assurer que les boucles de Sagnac résultantes soient des réflecteurs les plus larges possible. Ceci limite la réponse du coupleur au premier cycle de transmission. En d'autres mots, la longueur L_c visée doit être la plus petite possible. Dans ces conditions, le rapport L_c/L_b doit être nul à 1060 nm, prendre la valeur de 0,25 à 1233,5 nm et prendre la valeur de 0,75 à 1475,5 nm.

Après avoir considéré différentes valeurs d'ITR et de L_c , toujours dans l'approximation pour laquelle le battement entre supermodes a lieu uniquement le long de la section plate du coupleur (c'est-à-dire qu'il n'y en a pas dans la section des pentes du composant), on trouve finalement qu'un ITR de 0,475 et que $L_c = 23,25$ mm permettent de s'approcher le plus possible des rapports spécifiés au paragraphe précédent, et donc du spectre en transmission recherché. Le tableau 1.2 présente, pour l'ITR choisi, les L_b aux longueurs d'ondes d'intérêt, ainsi que le rapport L_c/L_b obtenu pour une L_c de 23,25 mm. À la figure 1.3, une droite pointillée indique l'ITR choisi.

Mentionnons ici que les évaluations numériques préliminaires de la réponse spectrale du coupleur ont permis de démontrer qu'il était impossible de remplir parfaitement les spécifications initiales du coupleur aux trois longueurs d'onde visées, vu le comportement essentiellement sinusoïdal de sa réponse. Le problème apparaît à 1060 nm, où un rapport L_c/L_b nul impliquerait une L_c nulle. Le design final retenu

est donc celui dont la réponse s'approche le plus des spécifications initiales.

1.3.3 Simulation d'une recette de fabrication d'un coupleur adiabatique

L'étape suivante consiste à modéliser la fabrication du coupleur afin de vérifier que son profil respecte le critère d'adiabaticité. Le coupleur est adiabatique si, sur sa longueur, son profil varie assez doucement pour que le transfert de puissance (ou couplage) entre le supermode fondamental SLP_{01} et le second supermode de même symétrie (SLP_{21}) soit négligeable. Cette condition doit être respectée aussi pour le supermode impair SLP_{11} qui peut se coupler avec SLP_{12} . En d'autres mots, les pentes du coupleur doivent être assez douces pour que, à la fin du passage dans le coupleur, les pertes dues au couplage dans les modes de gaine soient négligeables. Pour une longueur d'onde donnée, les équations suivantes définissent le critère d'adiabaticité en décrivant le cas pour lequel, à chaque demi-longueur de battement entre les supermodes du coupleur, environ 10% de la puissance est perdue [12]. Les conditions sur la pente normalisée limite s'écrivent alors :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} < \left| \frac{n_{01} - n_{21}}{\lambda \overline{C}_1} \right| \quad (1.14)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} < \left| \frac{n_{11} - n_{12}}{\lambda \overline{C}_2} \right| \quad (1.15)$$

Ces équations bornent les pentes du coupleur pour les supermodes pairs et impairs, respectivement. Les indices n_{ij} sont les indices effectifs des supermodes SLP_{ij} . \overline{C}_1 correspond au coefficient de couplage normalisé propre aux supermodes SLP_{01} et SLP_{21} , tandis que \overline{C}_2 caractérise le couplage entre SLP_{11} et SLP_{12} . Ainsi, lors du design, la pente normalisée du coupleur conçu, tout en atteignant les valeurs d'ITR et de L_c permettant d'obtenir le spectre recherché, doit aussi présenter idéalement des pentes inférieures au moins par un facteur 3 au critère d'adiabaticité, c'est-à-dire

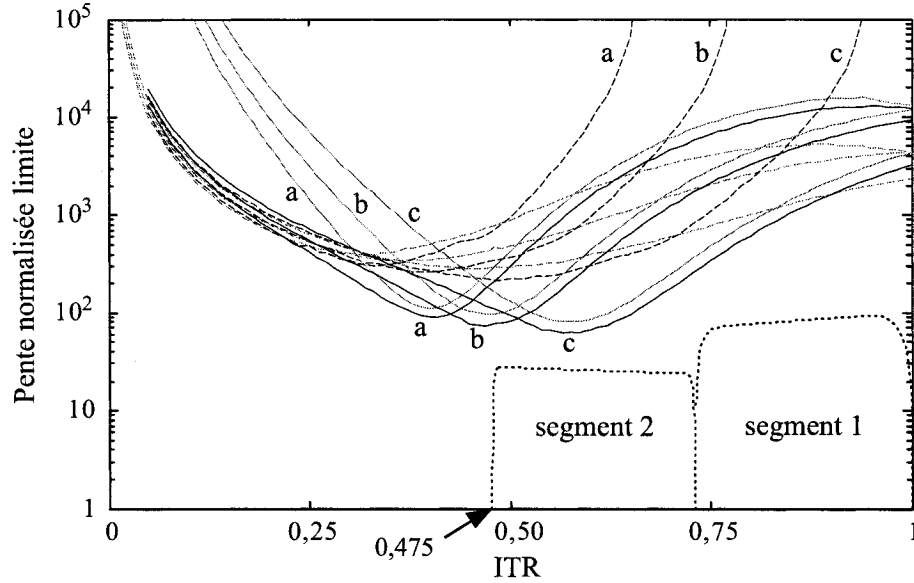


Figure 1.4 : Courbes du critère d'adiabaticité et pente normalisée $\left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right|$ du coupleur. La pente normalisée limite est tracée pour éviter le couplage entre SLP_{01} et SLP_{21} pour un degré de fusion de 1 (trait plein gris) et de 0,66 (trait plein noir). Elle est aussi tracée pour éviter le couplage entre SLP_{11} et SLP_{12} pour un degré de fusion de 1 (trait tireté gris) et de 0,66 (trait tireté noir). Ces pentes normalisées limites se présentent comme des séries de trois courbes décalées, calculées pour les longueurs d'onde d'intérêt de 1060 nm (a), de 1233,5 nm (b) et de 1475,5 nm (c). La pente normalisée du coupleur (trait pointillé) doit être inférieure à ces valeurs limites déterminées par les critères d'adiabaticité. Ici, les contributions des segments 1 et 2 de la recette sur la pente du coupleur sont identifiées.

aux valeurs limites données par les membres de droite des équations 1.14 et 1.15. La figure 1.4 présente les courbes définissant ce critère pour un coupleur symétrique réalisé dans la fibre PureModeTM de Corning Inc.

La modélisation des pentes du coupleur est basée sur les paramètres de la fabrication. Le coupleur est fabriqué par étirage à chaud, le chauffage étant assuré par le balayage d'une flamme le long des deux fibres en contact. L'ensemble des paramètres caractérisant l'étirage du coupleur est appelé recette. Cet ensemble comprend la plage de balayage de la flamme (L) et l'élongation de la structure (e), qui revient à l'écartement des moteurs d'étirage. Pour contrôler davantage la forme du coupleur,

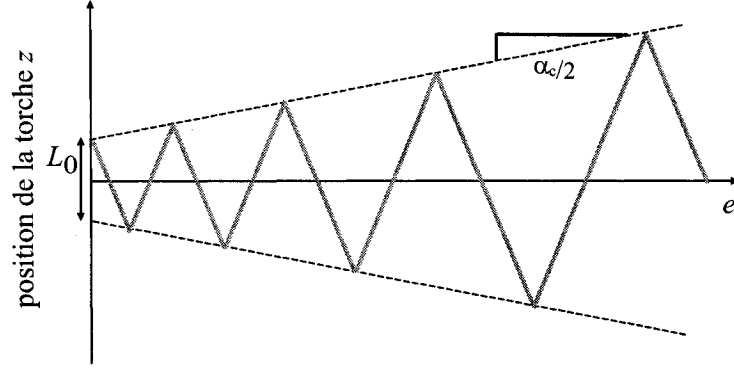


Figure 1.5 : Le balayage de la flamme le long des fibres du coupleur se fait sur une longueur initiale L_0 . Sa variation présente une pente de α_c et est en fonction de l'élongation e du composant ou (à un facteur près correspondant à la vitesse constante d'étirage) de la durée t de l'étirage.

la plage de balayage peut, à partir d'une valeur initiale L_0 , varier selon l'équation $L = L_0 + \alpha_c e$, où α_c est une constante qui peut prendre des valeurs entre 1 (balayage croissant) et -1 (balayage décroissant). Par exemple, une valeur de α_c proche de 1 permet de générer des pentes abruptes; elles deviennent beaucoup plus douces pour une valeur de α_c proche de zéro ou pour une valeur négative. Les différents paramètres sont illustrés à la figure 1.5.

Considérons le coupleur divisé en une multitude de petits éléments de longueur Δz . Soit un étirage à vitesse constante. Connaissant le balayage initial L_0 , il est possible, en considérant la conservation du volume de l'élément, de déterminer quel étirage e chaque petit élément a subi (seule la zone chauffée subit l'étirage) et donc de déduire le profil du composant [13]. Pour un coupleur symétrique non fusionné, le diamètre du coupleur en son point central s'exprime selon l'équation suivante :

$$d(e) = 4r \left[1 + \frac{\alpha_c e}{L_0} \right]^{-1/2\alpha_c} \quad (1.16)$$

où le rayon r est celui de la gaine optique de chacune des fibres optiques. Définissons z comme étant la position d'un petit élément de longueur Δz par rapport au début

du coupleur, plus exactement par rapport au point D indiqué sur le schéma (c) de la figure 1.6. De façon générale, le diamètre du coupleur en fonction de z (soit le profil) se calcule de la façon suivante (pour $\alpha_c \neq 1$) [13] :

$$d(z) = 4r \left[1 + \frac{2\alpha_c z}{(1 - \alpha_c)L_0} \right]^{-1/2\alpha_c} \quad (1.17)$$

Mentionnons au passage qu'une valeur de α_c de 1 correspond à une rupture des pentes.

Afin d'atteindre l'ITR et la valeur de L_c voulus pour le spectre visé, il peut être nécessaire de faire une série de plusieurs types de balayage, appelés segments, qui, rassemblés, désignent une recette de fabrication du coupleur. Ainsi, dépendant des contraintes associées au respect du critère d'adiabaticité, la recette comprend habituellement un, deux ou trois segments.

Il est a priori possible de réaliser un coupleur avec les valeurs de ITR et de L_c spécifiées en n'utilisant qu'un seul segment. Cependant, le coupleur risque alors d'être soit trop long pour être empaqueté subséquentement, soit non-adiabatique, c'est-à-dire que ses pentes en certains points seraient trop importantes, occasionnant alors un couplage de la lumière dans la gaine et donc des pertes.

La conception d'une recette appropriée nécessite donc l'utilisation de plusieurs segments pour que la pente normalisée résultante du coupleur épouse la forme des courbes du critère d'adiabaticité jusqu'à atteindre l'ITR visé (voir figure 1.4). Tel que mentionné plus haut, un facteur de sécurité raisonnable implique que la pente normalisée du coupleur soit au tiers de la valeur limite du critère. Pour l'exemple considéré dans cette section, un premier segment permet d'atteindre un ITR de près de 0,75, avec des pentes abruptes vu que le critère d'adiabaticité est moins contraignant pour ce domaine d'ITR. Le critère se resserre pour des ITR de 0,5 à 0,6, d'où la nécessité d'un deuxième segment générant alors des pentes plus douces pour atteindre l'ITR visé de 0,475. La figure 1.6 complète la figure 1.4 en présentant schématiquement les profils obtenus suite à chacun des segments. Les valeurs finales

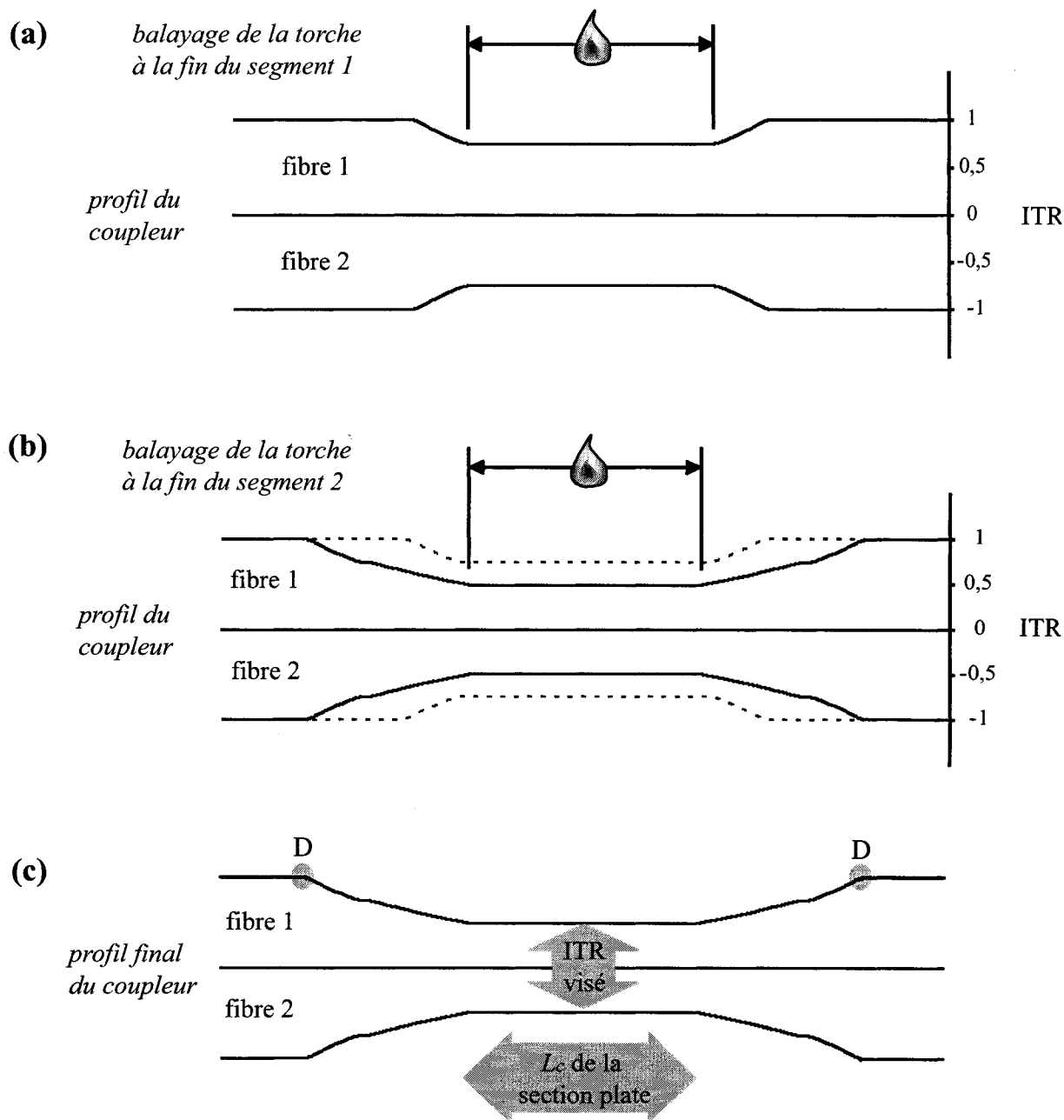


Figure 1.6 : Profil du coupleur obtenu suite au segment 1 de la recette (a), puis suite au segment 2 (b). Sur le profil final du coupleur (c), les paramètres visés sont identifiés. Le cas présenté ici est celui du coupleur de la boucle d'entrée des cavités, dont la recette de fabrication est détaillée au tableau 1.3, p.26.

d'ITR et de L_c , telles que décrites dans les pages précédentes, sont aussi indiquées sur la figure.

1.3.4 Vérification de la réponse spectrale prévue et correction de la recette

Suite à l'optimisation de la recette, le profil du coupleur obtenu par simulation peut être alors utilisé pour recalculer le spectre visé, cette fois-ci en connaissant les pentes prévues, donc en évitant l'approximation brutale qui supposerait que le battement entre supermodes n'aurait lieu que le long de la section centrale plate du coupleur. En d'autres mots, la réévaluation du spectre se fait en corrigeant la valeur de L_c pour prendre en compte le transfert de puissance dans les pentes.

Quelques opérations d'optimisation subséquentes permettent de se rapprocher du spectre voulu tout en respectant le critère d'adiabaticité. Une recette relativement optimisée peut ensuite être essayée sur le banc de fabrication. Précisons en passant qu'à des degrés de fusion élevés comme ceux des coupleurs fabriqués, une certaine diffusion des cœurs peut avoir lieu, avec des effets difficilement modélisables et quantifiables avant la fabrication.

1.3.5 Fabrication des coupleurs sur le banc d'étirage

Le montage de fabrication, ou banc d'étirage, est présenté à la figure 1.7. Les spécifications de ses différentes composantes sont données à l'annexe B. Pour fabriquer un coupleur, deux fibres sont installées côte à côte et fixées aux moteurs d'étirage G et D. Ces moteurs servent à étirer les fibres tandis que les moteurs X, Y et Z, formant un trirectangle, contrôlent le mouvement de la torche alimentée en dioxygène et en propane dans un rapport de débit volumique de 2:1. La vitesse d'étirage (0,1 mm/s), la vitesse de balayage de la flamme (2 mm/s) et la position de celle-ci par rapport aux fibres (10 mm sous les fibres, avec un éloignement horizontal de 6 mm) sont des

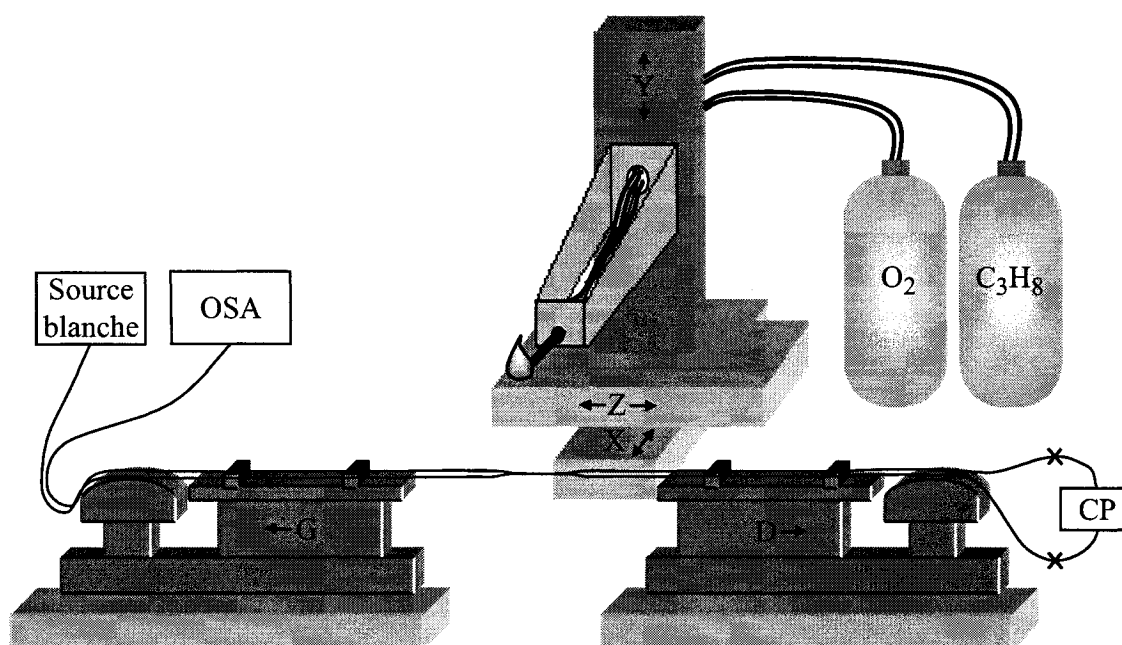


Figure 1.7 : Schéma du montage d'étirage de coupleur. La fibre est installée en boucle et fixée à l'aide de pinces sur les moteurs d'étirage G et D. La flamme, dont la position optimale en X et Y est déterminée, balaie les fibres sur l'axe Z. La lumière d'une source blanche est envoyée dans la boucle et sa transmission est mesurée à l'aide d'un OSA. Un contrôleur de polarisation (CP), inséré à l'aide de deux épissures (représentées par des \times sur le schéma) pour plus de flexibilité, permet d'optimiser la réflexion de la boucle.

paramètres constants d'une recette à l'autre. Ils ont en effet été optimisés au tout début, suite à l'alignement du montage, de manière à atteindre la viscosité optimale de la silice pour la fabrication d'un coupleur et de manière à diminuer le plus possible les contraintes résiduelles dans le composant.

La caractérisation est faite en cours de fabrication, pour contrôler l'étirage. Une source lumineuse, dans ce cas-ci une source blanche couvrant la large plage spectrale d'intérêt, est connectée à une des entrées du coupleur. Habituellement, c'est une des sorties du coupleur qui est ensuite connectée à l'analyseur de spectre optique (OSA pour « Optical Spectrum Analyser »), pour suivre la variation du couplage de la lumière d'une branche à l'autre. Notons que, dans le cas de la fabrication d'une

boucle de Sagnac, les deux sorties du coupleur sont plutôt connectées l'une à l'autre et forment une boucle dès le début de la fabrication, un contrôleur de polarisation (CP) y étant inséré et ajusté constamment durant la fabrication¹ (ainsi que le schématise la figure 1.7). À l'OSA, on connecte dans ce cas-ci la dernière branche libre du coupleur (située à l'entrée du coupleur), c'est-à-dire la sortie de la boucle de Sagnac, ce qui permet de contrôler la transmission de la boucle. Une telle mesure facilite le suivi en temps réel (ou « monitoring »). Par exemple, si, pour une certaine longueur d'onde, la boucle doit être totalement réfléchissante (transmission nulle de la boucle), ceci correspond, à la sortie du coupleur, à une transmission de précisément 50 %. Il est plus facile de localiser et de suivre, sur le spectre changeant au cours de la fabrication, une transmission de 0 % plutôt qu'une transmission de 50 %, particulièrement sur une échelle logarithmique et surtout si des pertes du coupleur et des épissures entrent en cause.

La fabrication du coupleur comprend trois étapes, soit la fusion, l'étirage et l'ajustement par à-coups. Premièrement, la fusion, soit le chauffage des fibres par balayage sans pour autant les étirer, permet de « coller » les fibres l'une à l'autre sur une zone correspondant à celle sur lequel l'étirage sera par la suite réalisé. Le degré de fusion, calculé à partir de l'équation 1.13, influe légèrement sur la réponse du coupleur, un plus grand degré de fusion précipitant le couplage lors de l'étirage. Dans l'exemple de coupleur utilisé ici, le degré de fusion obtenu expérimentalement est particulièrement élevé, soit de $f = 0,9$. Après la fusion, le transfert de puissance d'une fibre à l'autre doit être inexistant et les pertes en transmission, essentiellement nulles (en pratique, pour un coupleur simple à fabriquer, des pertes de $-0,1$ dB sont attendues).

La deuxième étape est l'étirage. La recette préalablement conçue est effectuée et

¹Tel que mentionné précédemment, la boucle de Sagnac fonctionne à la manière d'un interféromètre. Les deux ondes contra-directionnelles se propageant dans celle-ci doivent avoir la même polarisation pour pouvoir interférer totalement à leur deuxième passage dans le coupleur. Sinon, l'interférence n'est que partielle et, pour un coupleur 50:50, la boucle n'est alors que partiellement réfléchissante. Un ajustement de la polarisation à l'aide du CP est donc nécessaire.

le suivi en temps réel à l'OSA permet de l'interrompre juste un peu avant d'obtenir le spectre voulu. Dans le cas de la fabrication d'une boucle de Sagnac, un ajustement du contrôleur de polarisation de la boucle est requis afin de retrouver les pics d'isolation apparaissant et servant au suivi en temps réel. De plus, il importe, avant d'arrêter l'étirage, de prévoir une variation de la réponse du composant (due à un changement de contraintes) entre ses états à chaud et à froid. En d'autres mots, lorsque la flamme est retirée et le coupleur refroidi, le spectre se trouve décalé d'environ 20 nm vers les plus faibles longueurs d'onde.

Par la suite, la réponse du coupleur est ajustée par à-coups (« jogs ») à froid. Ceci revient à étirer un peu le coupleur sans pour autant approcher la flamme, de manière à s'assurer qu'il est bien tendu et donc à éviter toutes courbures résiduelles dues aux effets de relâchement ultérieur du coupleur post-empaquetage. Habituellement, seulement un à-coup de 50 μm est nécessaire et permet, entre autres, de diminuer les pertes du coupleur et d'améliorer sa transmission et son isolation.

Si le composant présente la réponse spectrale voulue, il peut être empaqueté. De la colle Ablelux AA50T polymérisée à l'UV permet de fixer le composant à ses extrémités, c'est-à-dire aux deux endroits où le dégainage des fibres commence, de part et d'autre du coupleur. Le coupleur est fixé soit à une lame de microscope, soit à un demi-cylindre de verre par la suite inséré dans un tube métallique protecteur. La fixation doit être assez forte pour éviter tout relâchement du composant menant à une modification de sa longueur et donc de sa réponse. D'une manière ou de l'autre, il faut aussi s'assurer que le coupleur soit par la suite protégé (par exemple, de toute poussière qui, tombant sur lui, pourrait changer sa réponse spectrale).

Lors du projet, une deuxième phase d'optimisation des paramètres de la recette à même le banc d'étirage a été nécessaire. C'est seulement après de nombreux essais qu'ont finalement été fabriqués les composants assez bons pour être intégrés dans le laser à assembler. Le processus itératif d'optimisation a impliqué, entre deux essais successifs, la modification des paramètres de la recette, des réalignements du montage,

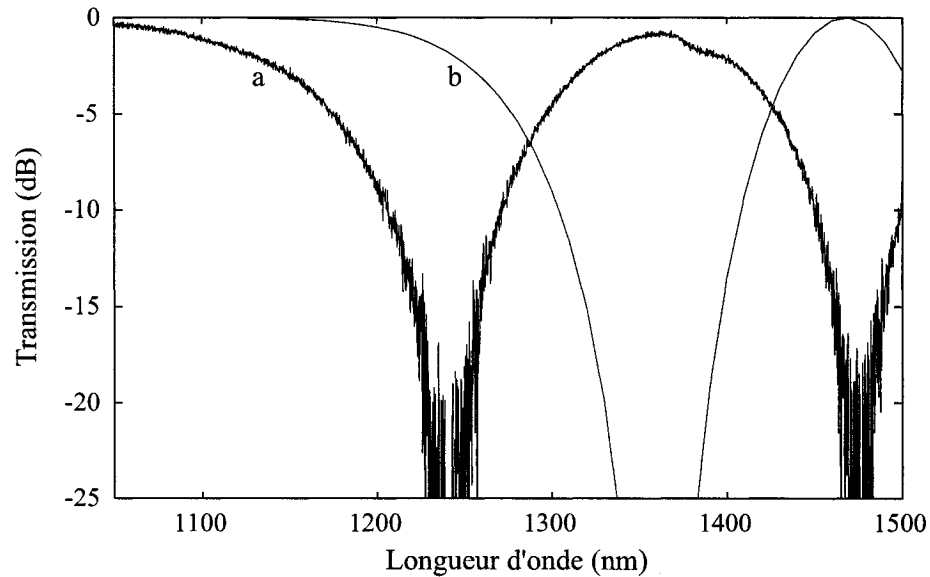


Figure 1.8 : Spectres expérimental (a) et simulé (b) du coupleur en transmission. Le spectre expérimental (a) est obtenu pour le coupleur de la boucle d'entrée, après emballage final du composant. Le spectre simulé (b) est calculé à partir du profil de coupleur simulé en considérant la recette optimisée expérimentalement pour obtenir, lors de la fabrication, le coupleur en question. On peut en partie expliquer la différence entre les deux spectres par la diffusion importante du dopant des cœurs au degré de fusion élevé du coupleur.

des ajustements au niveau de la fusion et de la position de la flamme. La nécessité de cette deuxième phase d'optimisation peut, entre autres, être expliquée par la perte de matière lors du chauffage à la flamme, ainsi que par le fait que dans le cas de degrés de fusion élevés, il y a risque de diffusion importante du dopant des cœurs, un phénomène qui affecte le couplage mais qui ne peut être modélisé finement avant la fabrication. Ce type de difficulté est illustrée à la figure 1.8. Le modèle utilisé ne considère pas non plus le fait que le degré de fusion augmente légèrement au fur et à mesure de l'étirage [14].

Le tableau 1.3 présente les paramètres de fabrication optimisés qui ont permis de fabriquer le coupleur de la boucle d'entrée des lasers assemblés (le coupleur dont la fabrication est décrite dans cette section-ci), ainsi que les autres coupleurs des cavités

Tableau 1.3 : Paramètres de fabrication des trois coupleurs utilisés dans les différentes cavités Raman assemblées.

		Coupleur de la boucle d'entrée	Coupleur de la boucle de sortie (laser 1)	Coupleur de la boucle de sortie (laser 2)
Degré de fusion f		0,90	0,95	0,66
Segment 1 de la recette	L_0	15 mm	15 mm	20 mm
	α_c	0,26	0,26	0,20
	Elongation	9,5 mm	9,5 mm	19,3 mm
Segment 2 de la recette	L_0	21,0 mm	23,3 mm	18,0 mm
	α_c	-0,05	-0,05	-1
	Elongation	13,58 mm	11,71 mm	8,72 mm
À-coups à froid		40 μm	20 μm	50 μm
Étirage e des deux moteurs		23,6 mm	21,2 mm	27,8 mm

qui sont présentées au chapitre 2.

Chapitre 2

Lasers Raman

2.1 Introduction

Ce chapitre décrit les différents lasers Raman tout-fibre réalisés en intégrant des boucles de Sagnac. Après une introduction sur les principes et les avancées dans le domaine, les caractéristiques des cavités visées sont énoncées, puis les résultats de caractérisation des lasers sont présentés et analysés.

2.1.1 Amplification Raman

L'effet Raman est un effet d'optique non-linéaire de troisième ordre. Il décrit la diffusion inélastique d'un photon pompe incident de fréquence angulaire ω_p par une molécule, tel qu'illustré à la figure 2.1 (A). La diffusion Raman inclut le processus Stokes et le processus anti-Stokes. Dans le premier cas, le photon résultant de la diffusion est de fréquence angulaire ω_s plus faible ($\omega_s < \omega_p$), donc de moins grande énergie. La molécule en jeu atteint alors un état d'énergie vibrationnelle plus grand, associé à un phonon optique de fréquence angulaire Ω . Dans le cas du processus anti-Stokes, la molécule absorbe un phonon et se trouve dans un état excité. Le photon pompe incident diffusé provoque alors une désexcitation de la molécule. Le photon anti-Stokes résultant est de plus grande fréquence ($\omega_a > \omega_p$), tel qu'illustré à

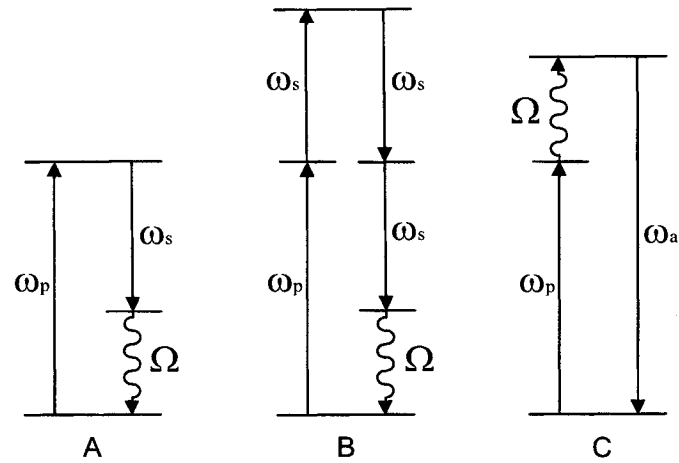


Figure 2.1 : Effet Raman. Dans le cas du processus Stokes, le photon pompe incident est converti en un phonon et en un photon Stokes. Ce processus peut s'opérer de façon spontanée (A) ou stimulée (B) s'il est provoqué par une autre photon incident de fréquence ω_s . Dans ce dernier cas, le photon signal généré a la même fréquence ω_s , la même direction et la même phase que le photon incident. Enfin, dans le cas du processus anti-Stokes (C), le photon pompe incident et le phonon sont convertis en photon anti-Stokes.

la figure 2.1 (C). Étant donné que ce dernier processus est beaucoup moins probable que le précédent, nous nous concentrerons sur la diffusion Stokes.

Le paragraphe précédent décrit la diffusion Raman spontanée. Cette diffusion Raman devient stimulée (SRS pour « Stimulated Raman Scattering ») si elle est provoquée par deux photons incidents, un photon pompe et un photon signal dont la fréquence se situe dans la plage spectrale permise pour l'onde de Stokes. Le photon Stokes résultant a la même fréquence, la même polarisation et la même phase que ce photon signal.

Ce sont les modes de vibration moléculaire du milieu qui définissent le décalage en fréquence entre la pompe et l'onde de Stokes. Pour une pompe donnée, ceci correspond à la plage spectrale permise pour l'onde de Stokes. Il en résulte une courbe du gain Raman g_{R0j} qui est lié à la section efficace de la diffusion Raman

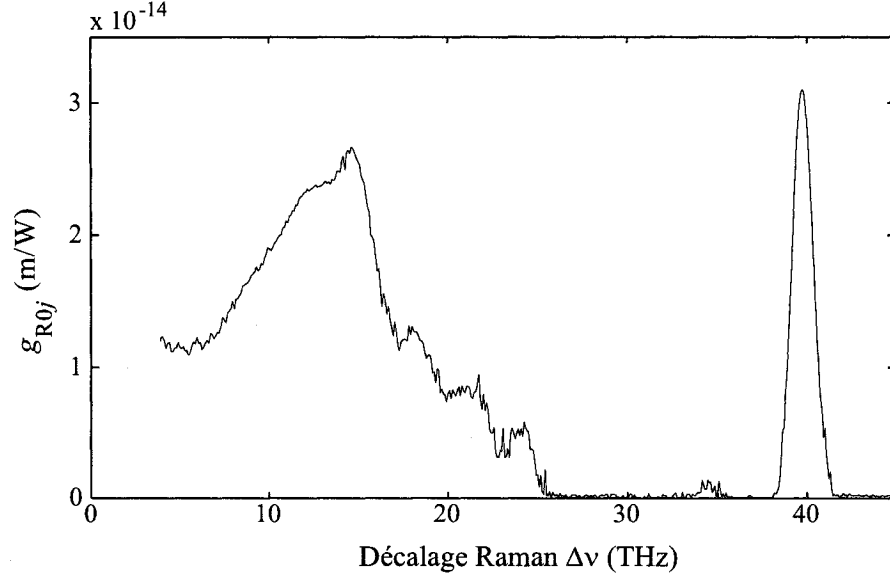


Figure 2.2 : Gain Raman g_{R0j} de la fibre dopée au phosphore utilisée dans les cavités étudiées. Dans ce cas-ci, $\lambda_0 = 1060$ nm. Le pic large situé entre 13 et 15 THz est associé à la silice, tandis que le pic à 39,9 THz s'explique par la présence de phosphore.

spontanée. Ce gain Raman est tracé en fonction du décalage en fréquence (décalage Raman $\Delta\nu = \Omega/2\pi$), comme la courbe présentée à la figure 2.2.

La SRS dans un milieu peut donc servir à amplifier un signal à n'importe quelle longueur d'onde $\lambda_s = 2nc/\omega_s$, à condition qu'une pompe appropriée soit disponible ($\omega_p = \omega_s + \Omega$) et que ω_p et ω_s se situent dans le domaine de transparence du milieu. La pompe doit, en plus d'émettre à la longueur d'onde recherchée (λ_p correspondant à ω_p), fournir une puissance assez grande pour que cet effet non-linéaire ait lieu et que le seuil Raman soit atteint.

Ce seuil Raman est trouvé en étudiant l'interaction non-linéaire entre la pompe et l'onde de Stokes. En mode continu, cette interaction est régie par les deux équations suivantes, décrivant respectivement l'évolution de l'intensité de la pompe p et celle

de l'onde de Stokes s le long de la fibre.

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_{Rps} I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (2.1a)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = g_{Rps} I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (2.1b)$$

Les paramètres I_p , λ_p et α_p désignent l'intensité, la longueur d'onde et l'absorption de la pompe. Par ailleurs, I_s , λ_s et α_s sont l'intensité, la longueur d'onde et l'absorption de l'onde de Stokes. Quant à g_{Rps} , il correspond au gain Raman de l'onde de Stokes s par transfert de puissance de la pompe p . Notons que la courbe de gain varie inversement avec λ_p . L'annexe C développe les équations 2.1a et 2.1b et pose des conditions frontières pour définir un système qui, résolu, permet de simuler les cavités laser réalisées.

Un amplificateur Raman peut être utilisé pour un grand éventail de longueurs d'onde. Ceci l'avantage par rapport à un amplificateur à fibre à l'erbium (EDFA pour « Erbium-Doped Fiber Amplifier »), qui lui n'est efficace que si le signal se situe dans la plage spectrale s'étalant environ entre 1540 nm et 1570 nm.

Enfin, l'amplification Raman peut être réalisée par un pompage directionnel ou contra-directionnel. Le pompage contra-directionnel est tout indiqué dans un lien de télécommunication, car le gain est alors plus important à l'endroit où le signal est relativement faible.

2.1.2 Laser Raman

Pour pomper les amplificateurs Raman, les lasers Raman sont prometteurs, surtout en raison du grand choix disponible pour leur longueur d'onde d'émission. Réaliser un laser Raman revient à insérer un amplificateur Raman entre deux réflecteurs. Un exemple de cavité est présenté à la figure 2.3. La puissance de la pompe est transférée à la première onde de Stokes, ce qui correspond à une première cascade. La fréquence de cette première onde de Stokes découle d'un décalage Raman par rapport à la

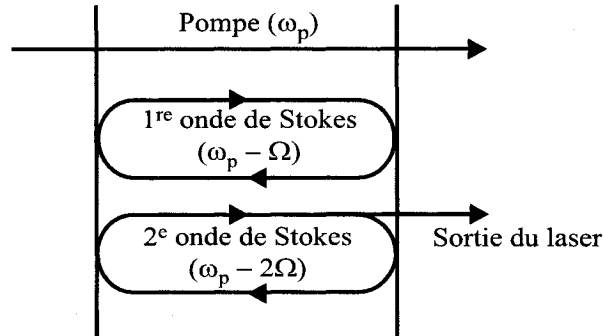


Figure 2.3 : Laser Raman à deux cascades. Dans la cavité, la pompe de fréquence angulaire ω_p transfère une partie de la puissance à la première onde de Stokes, résonnante dans la cavité, qui transfère sa puissance à la deuxième onde de Stokes. Une partie de la puissance de cette dernière est transmise par le réflecteur de sortie de la cavité et correspond à l'émission du laser, à la fréquence angulaire $\omega_p - 2\Omega$ où Ω est le décalage Raman angulaire.

fréquence pompe (ce décalage est associé à un pic dans la courbe de gain Raman). Si la cavité est résonnante à cette fréquence, la première onde de Stokes augmente en puissance et peut transférer son énergie à la deuxième onde de Stokes. La fréquence de cette dernière découle encore ici du décalage Raman, cette fois-ci par rapport à la fréquence de la première onde de Stokes. Ceci correspond à une deuxième cascade dans la cavité, qui, dans l'exemple de la figure 2.3, est la cascade ultime, définissant la sortie du laser.

Cependant, cette deuxième onde de Stokes pourrait aussi être à son tour parfaitement réfléchiée, résultant en une troisième cascade et ainsi de suite. La cascade ultime de la cavité est définie comme celle pour laquelle l'onde de Stokes n'est pas parfaitement réfléchiée par un des réflecteurs de la cavité. Ce réflecteur devient alors le « coupleur de sortie » du laser. C'est donc cette onde de Stokes qui constitue l'émission du laser.

En résumé, la SRS permet de réaliser une cavité lasant à presque n'importe quelle longueur d'onde, si la pompe (longueur d'onde et puissance), le milieu amplificateur

(définissant le décalage Raman) et le nombre de cascades sont disponibles et bien agencés.

2.2 Historique

Les premiers lasers Raman, au début des années 70, avaient pour milieu amplificateur une cellule de gaz, par exemple du dihydrogène, pompée par un laser haute puissance (laser excimère, laser à colorant, laser CO_2), avec une puissance de pompage de l'ordre de 10 kW. À la même époque, Ippen [15] réalise pour la première fois un laser Raman dans une fibre, confinant ainsi dans le cœur de celle-ci la pompe et l'onde de Stokes, afin d'abaisser la puissance de pompage nécessaire à moins de 5 W. La fibre en question possède un cœur contenant un liquide avec une grande section efficace de diffusion Raman.

Les applications éventuelles en télécommunication favorisent cependant la fibre optique de verre comme milieu de gain. En d'autres mots, le lien de télécommunication, c'est-à-dire la fibre, constitue le milieu amplificateur. Celle-ci présente, entre autres, l'avantage de permettre justement l'amplification, en raison de sa faible atténuation sur une grande longueur. Un autre avantage de la fibre de verre est que, de par son caractère amorphe, la silice présente un pic de gain Raman très large, permettant l'amplification sur une grande plage spectrale.

Stolen [16,17] est le premier à observer la SRS dans une fibre unimodale, annonçant ainsi son potentiel technologique en télécommunication pour les amplificateurs et les lasers à fibre. Il réalise le premier laser Raman en fibre avec 75 W de puissance de pompe injectée dans une longueur de 9 m de fibre insérée entre deux miroirs, formant ainsi une cavité linéaire. D'autres cavités linéaires ou en anneau ont suivi, mais avec pour limite principale les pertes de couplage du faisceau dans la fibre, tant lors de l'injection initiale de la pompe que lors de la réinjection du faisceau dans la fibre amplificatrice suite à chaque réflexion aux miroirs de la cavité. Ce couplage, en plus

d'occasionner beaucoup de pertes, présente, vu les puissances importantes dans la cavité, un risque important de dommage par surchauffe aux interfaces de la fibre.

Les avancées dans ce domaine, à la fin des années 70, avaient donc principalement pour but d'augmenter le gain Raman dans les fibres, tout en réduisant l'atténuation et l'aire effective [18]. À ce sujet, certains auteurs [19] se sont intéressés à la nature et la quantité de dopants dans les fibres en étudiant les sections efficaces de gain Raman de différentes matières vitrifiables, soit les oxydes de silicium, de germanium, de bore et de phosphore. Le germanium, dopant traditionnel dans les fibres optiques, induit un pic important dans la courbe de gain Raman autour de 12,6 THz, se combinant au pic attribué à la matrice de silice, qui se situe entre 13 et 15 THz. D'autres dopants permettent de plus grands décalages Raman. Malheureusement, l'augmentation de la présence de dopant contribue à augmenter l'atténuation de la fibre.

Ce n'est pas dans les années 80 mais plutôt dans les années 90 que les avancements dans ce domaine prennent de l'importance [20], grâce à de nouvelles technologies telles que les diodes laser, les lasers à fibre à double gaine [21] et les réseaux de Bragg [22,23]. Des lasers plus puissants, à un grand choix de longueur d'onde d'émission, sont alors disponibles. Ces lasers pompent des cavités Raman cascadées, avec habituellement pour réflecteurs des réseaux de Bragg. De tels systèmes peuvent être tout-fibre ou presque, limitant ainsi les pertes de couplage.

Pour la cavité Raman, le choix de la fibre amplificatrice et du nombre de cascades dépend de l'application visée. Pour les réseaux de télécommunication, ces lasers servent principalement au pompage d'amplificateur dans les bandes O, S, C ou L. Si la sortie du laser à réaliser demande seulement un petit décalage Raman par rapport à la pompe, l'amplification dans la cavité se fait dans une fibre fortement dopée au germanium [1,24]. Une telle fibre présente moins de pertes par atténuation qu'une fibre dopée par exemple au phosphore. Cependant, une fibre dopée au phosphore permet un plus grand décalage Raman. En effet, elle présente, en plus du pic propre à la silice, un second pic à 39,9 THz [3,4]. Un premier avantage du grand

décalage de 39,9 THz est qu'il permet de diminuer le nombre de cascades dans la cavité et d'obtenir plus efficacement un signal de sortie éloigné spectralement de la pompe [2]. Aussi, de la présence de deux pics de gain Raman (le premier entre 13 et 15 THz et le deuxième à 39,9 THz) découle un choix plus grand dans les décalages Raman disponibles lors d'une cascade et, conséquemment, une plus grande variété de longueurs d'onde auxquelles la cavité peut laser, à partir d'une pompe donnée [25].

La configuration de laser Raman de loin la plus utilisée est une cavité emboîtée ayant pour réflecteurs des réseaux de Bragg [1,2], telle que schématisée à la figure 1 (introduction du mémoire). Les cavités Raman réalisées au laboratoire avant le projet actuel étaient de cette forme [5]. Une autre configuration moins étudiée est le laser Raman en anneau [26,27,28]. De plus, des fibres microstructurées, hautement non-linéaires, ont récemment été intégrées avec succès dans des lasers Raman [29,30]. Enfin, des doubles cavités communicantes qui utilisent des réseaux de Bragg suscitent aussi l'intérêt [31].

Le projet actuel vise à utiliser des boucles de Sagnac (décrites au chapitre 1) comme réflecteurs. L'idée initiale d'intégrer des boucles dans des lasers a été suggérée par Urquhart [32] et a été appliquée pour un laser à fibre dopée au Nd^{3+} [33]. Cependant, dans les cavités Raman, les boucles de Sagnac n'ont été utilisées, à notre connaissance, qu'à une reprise comme réflecteurs et ce, pour une cavité peu documentée lasant à 1240 nm [34].

2.3 Cavités visées

Les lasers réalisés lors du projet se présentent donc sous la forme de cavités linéaires tout-fibre par cascades Raman, intégrant des réflecteurs en boucle de Sagnac. La sortie se situant près de 1480 nm, ces lasers peuvent notamment servir de pompe pour un laser à erbium ou pour des amplificateurs d'un réseau de télécommunication.

2.3.1 Décalage Raman utilisé

Dans la cavité, l'amplification se fait dans une fibre dopée au phosphore fournie par l'Institut National d'Optique et présentant les caractéristiques présentées dans l'annexe B. Son gain g_{0j} pour une première Stokes à λ_j a été mesuré expérimentalement par Éric Saulnier [4]. Sa valeur mesurée correspond à

$$g_{0j} = \frac{g_{R0j}}{A_{\text{eff}0j}} \quad (2.2)$$

pour une pompe à λ_0 et une aire effective croisée $A_{\text{eff}0j}$ calculée à partir de l'équation suivante [35] :

$$A_{\text{eff}0j} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} I_0(x, y, z) dx dy \right) \left(\iint_{-\infty}^{\infty} I_j(x, y, z) dx dy \right)}{\iint_{-\infty}^{\infty} I_0(x, y, z) I_j(x, y, z) dx dy} \quad (2.3)$$

Ce calcul se base sur le profil d'indice de la fibre, dont la mesure expérimentale est présentée à l'annexe B.

De l'équation 2.2 et des aires effectives croisées, il est possible de tirer la courbe de gain g_{R0j} qui est tracée à la figure 2.2, p. 29. Sur cette courbe de gain, le premier pic large, caractérisant un décalage Raman dans la gamme de fréquence de 13 à 15 THz, peut être associé aux vibrations moléculaires dans la silice dopée au germanium. Le second pic, se présentant à 39,9 THz, s'explique quand à lui par le dopage au phosphore, plus précisément par la présence de groupes P_2O_5 .

Considérant le laser de pompe utilisé, un laser à fibre dopée à l'ytterbium (voir annexe A), émettant à 1060 nm à des puissances allant jusqu'à 20 W, deux configurations de cavité sont possibles pour atteindre un signal de sortie du laser autour de 1480 nm. Elles sont illustrées à la figure 2.4.

Premièrement, le pic de gain associé à un décalage Raman situé entre 13 et 15 THz peut être utilisé. Dans ce cas, la puissance de pompe à 1060 nm est transférée à la

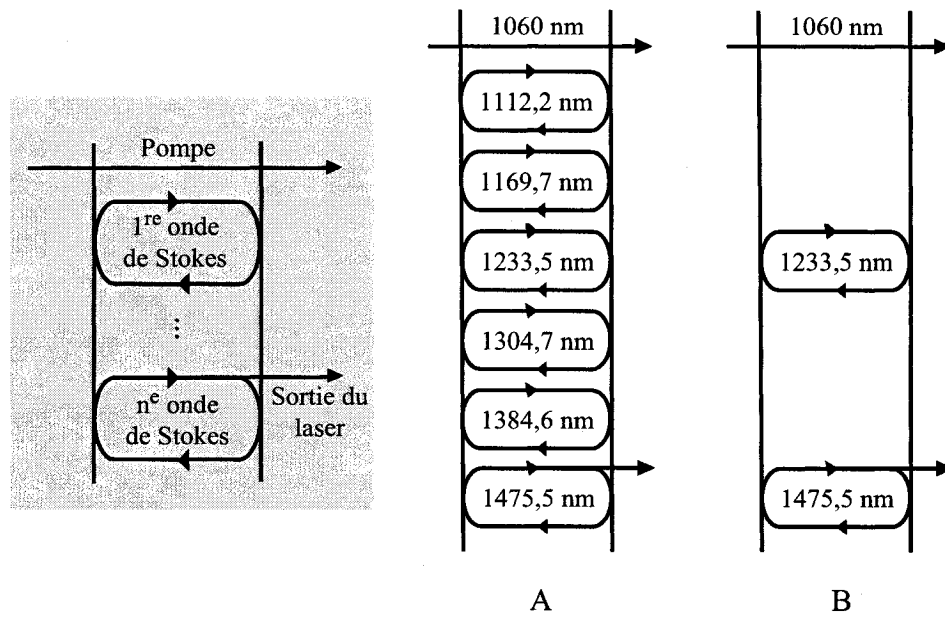


Figure 2.4 : Configurations de cavité pour atteindre 1475 nm à partir d'une pompe à 1060 nm. La configuration (A) utilise le pic de gain associé à un décalage Raman situé entre 13 et 15 THz et nécessite donc six cascades. La configuration (B) utilise le pic de gain à 39,9 THz et nécessite quant à elle seulement deux cascades. Dans un souci de limiter les pertes en réflexion, cette dernière configuration a été adoptée pour le projet.

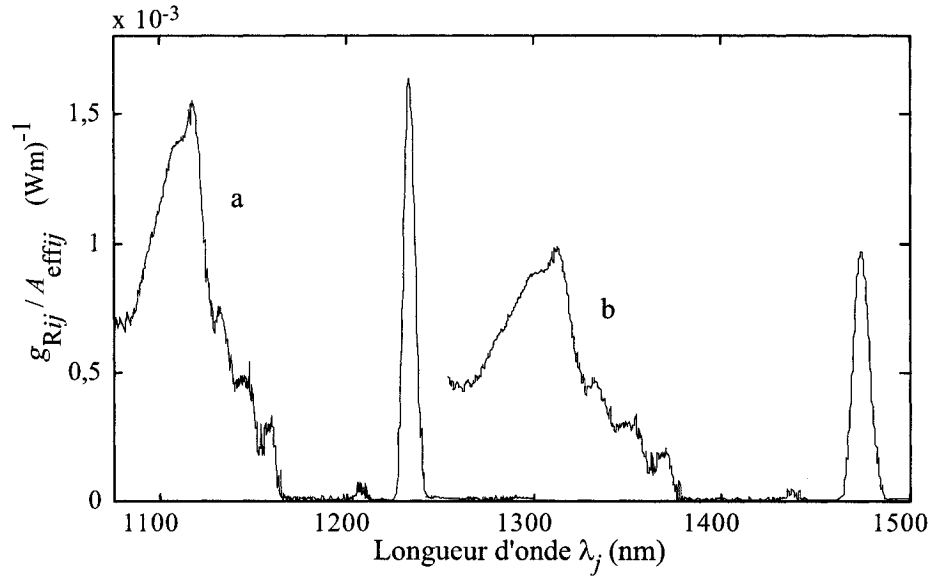


Figure 2.5 : Gain Raman effectif dans la cavité. La courbe (a) correspond à la courbe de gain obtenue expérimentalement avec une pompe à $\lambda_i = 1060$ nm et elle décrit la première onde de Stokes du laser. La cavité favorisant une première onde de Stokes à 1233,5 nm, celle-ci agit à son tour comme une nouvelle pompe à $\lambda_i = 1233,5$ nm engendrant la courbe de gain (b) qui décrit alors la deuxième onde de Stokes.

première onde de Stokes à 1112,2 nm, qui elle transfère sa puissance à la deuxième, à 1169,7 nm, et ainsi de suite, pour un total de six cascades avant d'atteindre la longueur d'onde voulue pour la sortie.

Une deuxième configuration est possible en utilisant cette fois-ci le pic de gain à 39,9 THz, la cavité nécessitant alors uniquement deux cascades, passant de la pompe (1060 nm) à la première onde de Stokes (1233,5 nm), puis de la première à la deuxième onde de Stokes (1475,5 nm). La courbe de gain effectif présentée à la figure 2.5 illustre cette option. Étant donné que les principales causes de perte sont les réflecteurs, cette deuxième configuration, qui présente un nombre réduit de cascades, est préférable et a donc été adoptée.

2.3.2 Type de réflecteurs

Afin de diminuer les pertes aux réflexions, une option est d'intégrer dans la cavité des réflecteurs tout-fibre, de manière à éviter toute perte par couplage. Dans la réalisation d'une telle cavité, les réseaux de Bragg sont habituellement utilisés [1,2]. Dans une configuration à deux cascades (telle que proposée à la sous-section 2.3.1), la pompe n'est jamais réfléchiée pour minimiser les rétro-réflexions vers le laser de pompe, et les réflecteurs nécessaires reviennent donc à deux réseaux de Bragg pour la première Stokes et deux réseaux de Bragg pour la deuxième, tel qu'illustré à la figure 1 (introduction du mémoire).

On cherche, dans le présent projet, à diminuer le nombre de composants réflecteurs dans la cavité. Une solution consiste à utiliser à chaque extrémité de la cavité un seul réflecteur, comportant un seul composant optique, mais présentant les propriétés de réflexion voulues en même temps aux trois longueurs d'onde d'intérêt (1060 nm, 1233,5 nm et 1475,5 nm). Ce réflecteur peut être constitué par une seule boucle de Sagnac, dont le fonctionnement est décrit au chapitre 1 et qui intègre un seul composant optique tout-fibre : un coupleur. Le laser ainsi décrit, avec des boucles de Sagnac comme réflecteurs à l'entrée et à la sortie, est présenté à la figure 2 (introduction du mémoire).

Ces boucles présentent un deuxième avantage sur les réseaux de Bragg conventionnels. Dans une longue cavité, le faisceau présente un élargissement spectral non négligeable. Celui-ci a déjà été observé dans la littérature [36] et peut s'expliquer principalement par des effets de mélange à quatre ondes (M4O) entre les modes longitudinaux du laser [37,38], ce qui peut se voir aussi comme une auto-modulation de phase (AMP) de l'onde suivant les fluctuations d'intensité du signal dans la cavité [6]. De plus, la largeur spectrale de la pompe et celle du pic de gain Raman sont à considérer.

Dans une cavité de 600 m, des caractérisations expérimentales [5] ont permis d'estimer la largeur à mi-hauteur du spectre des ondes de Stokes à 2 nm. Or,

les réseaux de Bragg conventionnels présentent une largeur spectrale de l'ordre de 0,5 nm. Il en résulte des pertes importantes à chaque réflexion, tant à la première qu'à la deuxième onde de Stokes, la puissance fuyant de part et d'autre de la bande spectrale réfléchie par chaque réseau. Mentionnons que ce problème peut être adressé en utilisant des réseaux de Bragg « chirpés » (ou à pas variable) qui présentent une bonne réflexion sur une large bande spectrale [39].

Les boucles de Sagnac, à la base, agissent aussi comme des réflecteurs larges, vu leur réponse sinusoïdale. La grande largeur de la bande spectrale réfléchie facilite aussi l'ajustement de la cavité. En effet, ceci permet une plus grande tolérance sur la longueur d'onde centrale de la bande réfléchie que dans le cas d'un réflecteur étroit comme un réseau de Bragg conventionnel.

2.3.3 Longueur de cavité et réflectivité de la boucle de sortie

Les boucles de Sagnac sont la plus importante cause de pertes dans la cavité. Il importe donc de limiter le nombre de réflexions. Pour cette raison, ce sont plutôt les cavités longues qui sont favorables à l'effet laser.

La longueur de cavité optimale est calculée à partir des équations d'évolution et des règles de conception énoncées par Burgoyne *et al.* [40,41]. Celles-ci sont ramenées à leur forme générale (quelle que soit la réflectivité des boucles) et sont résumées à l'annexe C. L'optimisation de la cavité passe donc par l'évaluation du système d'équations C.8 aux conditions limites C.9 et ce, sur une gamme de longueurs de cavité et sur une gamme de valeurs de réflectivité de la boucle de sortie. La puissance de sortie du laser à 1475,5 nm est calculée à l'aide de l'équation C.10 et présentée à la figure 2.6 en fonction des deux paramètres qu'on a fait varier. Les courbes de niveaux sont incomplètes pour de courtes longueurs et pour des réflectivités faibles, étant donné que le système d'équations est difficile à résoudre pour ces conditions.

Notons que les simulations sont réalisées à partir des paramètres expérimentaux du premier laser assemblé (voir le tableau 2.3 et la section B.1.1). À part la longueur

de la cavité, seule la réflectivité de la boucle de sortie à 1475,5 nm est modifiée, tout en considérant encore des pertes en réflexion de 17,8 % pour cette boucle (ce qui explique que la réflectivité, dans les graphiques de la figure 2.6, a une valeur maximale de 82,2 %).

Tel que mentionné par Burgoyne et al. [40], les graphiques de la figure 2.6 indiquent que la longueur optimale de la cavité est fonction de la puissance de pompe injectée. La valeur maximale de puissance qu'il est possible d'obtenir du montage expérimental utilisé est d'environ 3,5 W, ce qui correspond à une longueur optimale de 440 m. Or, vu que cette optimisation est sensible aux différents paramètres et que les pertes de la cavité, difficilement mesurables, sont possiblement sous-estimées, il est judicieux de choisir une cavité légèrement plus longue. La longueur de fibre dopée disponible est de 606 m¹. C'est cette longueur qui est insérée dans les deux lasers réalisés lors du projet.

Mentionnons que des essais expérimentaux préliminaires ont aussi été faits sur une cavité de 50 m de fibre dopée au phosphore (avec les réflecteurs du laser 1 réalisé lors du projet), sans obtenir de signal de sortie. Ceci concorde avec les résultats présentés à la figure 2.6, qui indiquent que, pour une cavité de 50 m, le seuil ne peut être atteint aux puissances de pompe considérées.

À 1475,5 nm, la valeur de réflectivité optimale pour la boucle de sortie est de l'ordre de 25 %, dans le cas d'une puissance de pompe injectée de 3,5 W. Tel que prévu [40], cette valeur varie beaucoup avec la puissance de pompe. Ainsi, si les pertes que subit la pompe sont sous-estimées, on devrait plutôt viser une réflectivité un peu plus élevée.

¹Cette longueur a été mesurée par réflectométrie optique temporelle (OTDR pour « Optical Time Domain Reflectometry »)

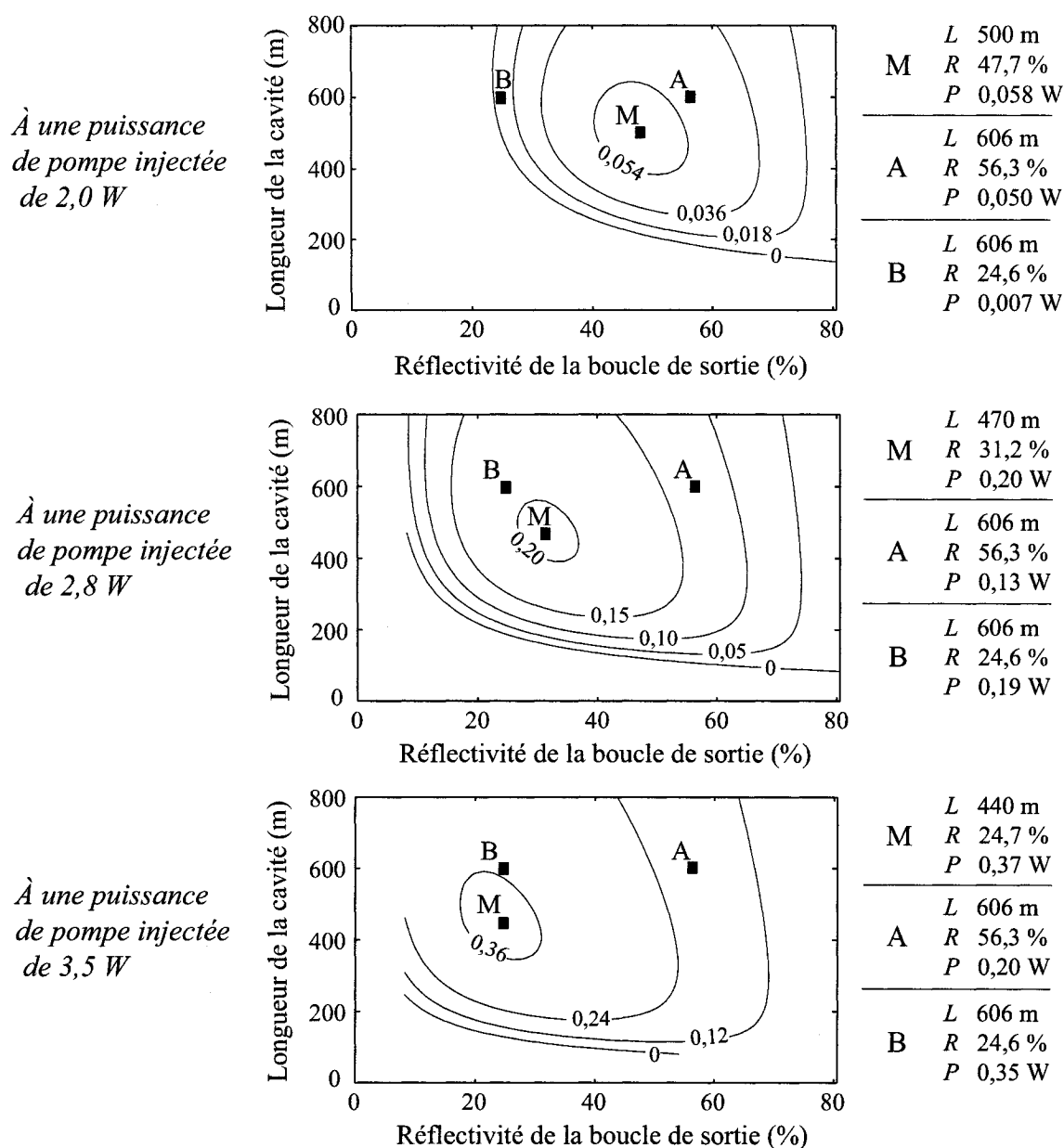


Figure 2.6 : Puissance de sortie de la cavité à 1475,5 nm en fonction de sa longueur et de la réflectivité de sa boucle de sortie à 1475,5 nm. Des points indiquent les conditions pour l'optimum M (puissance de sortie maximale), les conditions expérimentales du premier laser (A) et du deuxième laser (B). Pour chacun de ces points sont spécifiées la longueur L , la réflectivité nette R de la boucle de sortie et la puissance de sortie résultante P . À 3,5 W de puissance de pompe injectée, la cavité optimale a une longueur de plus de 440 m et sa boucle de sortie a une réflectivité d'environ 25 % à 1475,5 nm.

Tableau 2.1 : Transmission visée pour le réflecteur de sortie.

Longueur d'onde (nm)	laser 1		laser 2	
	T_{boucle}	$T_{coupleur}$	T_{boucle}	$T_{coupleur}$
1060	100%	100%	100%	100%
1233,5	0%	50%	0%	50%
1475,5	25%	25%	75%	7%

2.4 Réflecteurs en boucles de Sagnac

2.4.1 Réponses spectrales visées

Les valeurs de transmission visées pour le réflecteur d'entrée sont présentées dans le tableau 1.1 du chapitre 1. Tel que mentionné précédemment, la boucle doit transmettre totalement à 1060 nm et être totalement réfléchissante à 1233,5 nm et à 1475,5 nm.

Tel que présenté dans le tableau 2.1, la boucle de sortie doit permettre la transmission de la pompe pour ne pas la retourner vers le laser dopé à l'ytterbium et ainsi l'endommager. Afin de maximiser le transfert de puissance à la première Stokes, les boucles doivent réfléchir parfaitement cette dernière, créant ainsi une cavité résonnante. Quant à la deuxième onde de Stokes, le réflecteur d'entrée la réfléchit totalement tandis que, à l'autre extrémité, un certain pourcentage de sa puissance est transmis et constitue la sortie du laser. Comme mentionné à la sous-section 2.3.3, pour une cavité à deux cascades comme celle-ci, la valeur optimale de réflexion de la deuxième onde de Stokes est faible et peut être estimée à environ 25 %. Deux lasers ont été assemblés et se différencient justement par la transmission de la deuxième Stokes au réflecteur de sortie en vue de tirer des conclusions expérimentales sur la valeur optimale de cette transmission. Notons que les deux cavités utilisent le même réflecteur d'entrée.

2.4.2 Réponses spectrales obtenues

Ces coupleurs ont été conçus puis fabriqués par fusion et étirage avec une flamme (pour plus de détails, se référer à la section 1.3) dans la fibre PureModeTM, unimodale

à 1060 nm (se référer à l'annexe B). Pour le coupleur de sortie, mais principalement dans le cas du coupleur d'entrée, il n'était pas physiquement possible de réaliser un coupleur symétrique présentant exactement les réponses voulues aux première et deuxième ondes de Stokes, tout en assurant une transmission totale de la pompe. En effet, selon la théorie et tel que souligné à la sous-section 1.3.2, une portion de la puissance à 1060 nm sera toujours réfléchi par la boucle, vu la nature sinusoïdale de la réponse du coupleur symétrique. Les boucles conçues et réalisées présentent donc une réflexion non nulle à 1060 nm, bien qu'inférieure à 10 %. Une plus faible réflexion n'aurait pu être obtenue que par un composant plus compliqué à réaliser, comme par exemple un coupleur asymétrique ou une suite de plusieurs coupleurs.

Les figures 2.7, 2.8 et 2.9, présentent respectivement la transmission et les pertes des coupleurs réalisés expérimentalement, ainsi que la transmission des boucles qui les intègrent. Pour assembler chacune des boucles, une épissure de fibre PureMode™, présentant des pertes estimées à 0,02 dB, a permis de connecter les deux sorties du coupleur. Les pertes associées aux boucles sont détaillées dans le tableau 2.2. Les deux sources de pertes les plus importantes sont les suivantes. Premièrement, les pertes lors du passage dans le coupleur s'expliquent par les faiblesses du montage de fabrication, que ce soit les problèmes d'alignement du mouvement de la torche par rapport aux fibres, ou bien l'instabilité des débits de gaz alimentant la torche ou, finalement, le couplage dans les modes secondaires, le composant n'étant alors pas assez adiabatique. À chaque passage au réflecteur, les pertes du coupleur sont subies à deux reprises : à l'entrée de la boucle et à sa sortie.

L'autre source importante de pertes apparaît au niveau de l'épissure entre la PureMode™ et la fibre dopée au phosphore. Ces pertes s'expliquent premièrement par le désaccord des diamètres de champ modal (MFD pour « Mode Field Diameter ») des deux fibres, étant donné que la fibre au phosphore présente un plus petit cœur et une plus grande ouverture numérique. De plus, avec la chaleur à la fusion, les dopants diffusent dans la gaine, la vitesse de diffusion augmentant avec leur concentration.

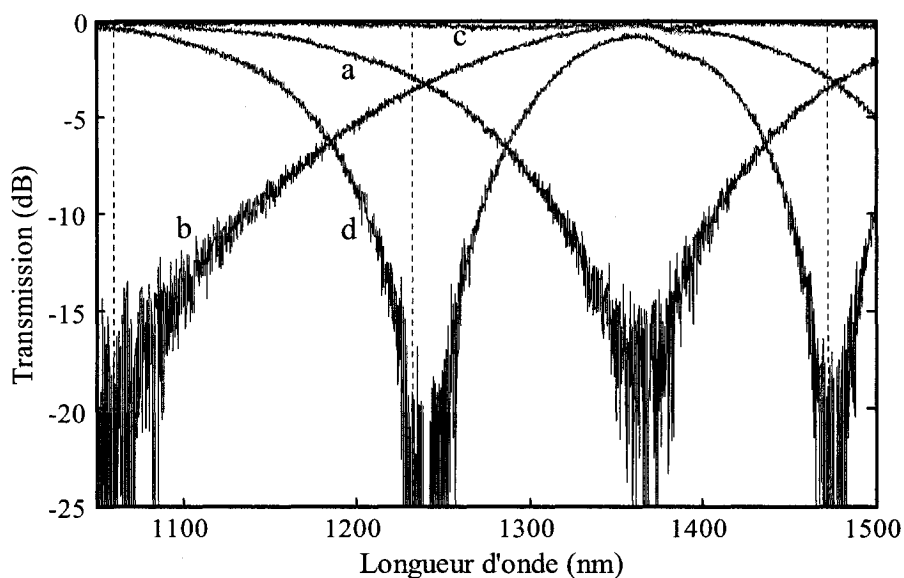


Figure 2.7 : Réflecteur d'entrée utilisé pour les deux lasers. La réponse en transmission du coupleur est tracée pour sa branche 1 (a) et pour sa branche 2 (b). À partir de ces données expérimentales, les pertes suite à un passage dans le coupleur sont évaluées (c). La boucle intégrant le coupleur est assemblée et sa transmission est expérimentalement mesurée (d). Les trois lignes verticales identifient les longueurs d'ondes d'intérêt, soit 1060 nm, 1233,5 nm et 1475,5 nm.

Tableau 2.2 : Pertes dues aux réflecteurs.

Source de pertes		Réflecteur d'entrée	Réflecteur de sortie	
			laser 1	laser 2
Coupleur	à 1060 nm	-0,14 dB	-0,12 dB	-0,06 dB
	à 1233,5 nm	-0,25 dB	-0,17 dB	-0,14 dB
	à 1475,5 nm	-0,22 dB	-0,20 dB	-0,05 dB
Épissure dans la boucle		-0,02 dB		
Épissure entre la PureMode TM et la fibre dopée au phosphore		-0,20 dB		

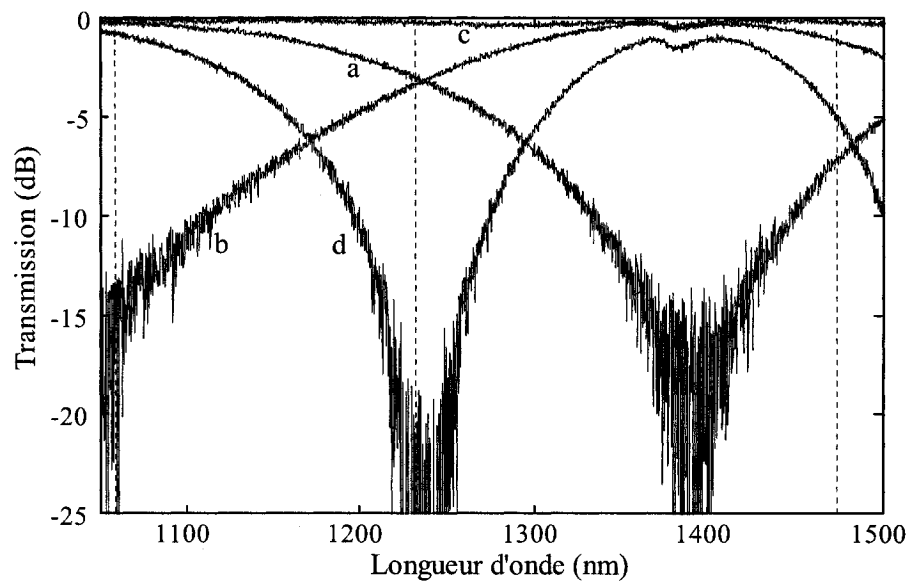


Figure 2.8 : Réflecteur de sortie utilisé pour le premier laser. Le graphique présente, comme dans la figure précédente, la transmission expérimentale de la branche 1 du coupleur (a), celle de la branche 2 (b), les pertes du coupleur (c) et la transmission expérimentale de la boucle de Sagnac résultante (d). Les trois lignes verticales correspondent à 1060 nm, à 1233,5 nm et à 1475,5 nm.

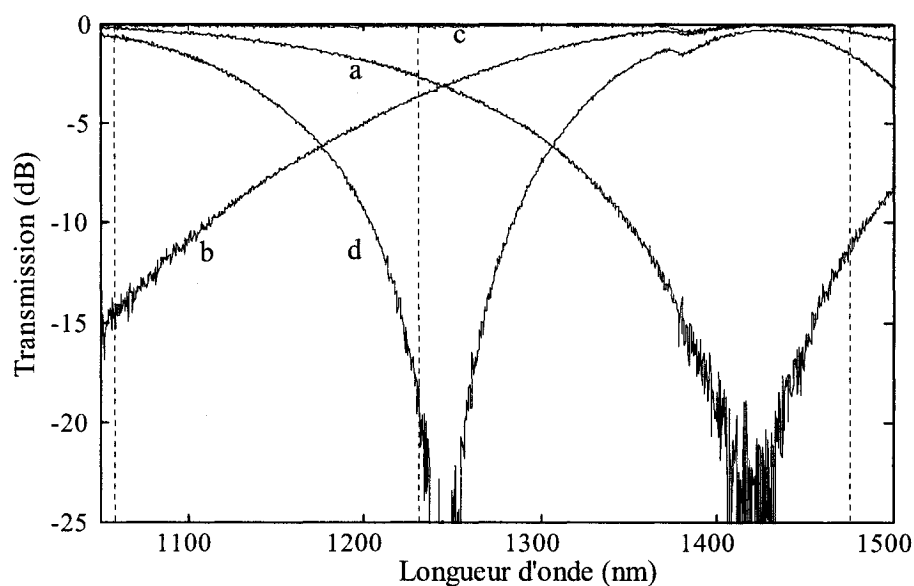


Figure 2.9 : Réflecteur de sortie utilisé pour le deuxième laser. Le graphique présente, comme dans les figures précédentes, la transmission expérimentale de la branche 1 du coupleur (a), celle de la branche 2 (b), les pertes du coupleur (c) et la transmission expérimentale de la boucle de Sagnac résultante (d). Les trois lignes verticales correspondent à 1060 nm, à 1233,5 nm et à 1475,5 nm. Ces traces présentent moins de bruit que les précédentes car la source blanche utilisée pour la caractérisation est, dans ce cas-ci, plus puissante.

Tableau 2.3 : Réponse des boucles de Sagnac réflectrices des cavités étudiées.

	Longueur d'onde (nm)	$T_{\text{réflecteur}}$	Pertes en transmission	$R_{\text{réflecteur}}$	Pertes en réflexion
Réflecteur d'entrée	1060	82,6 %	11,5 %	5,6 %	15,5 %
	1233,5	0,4 %	15,9 %	79,9 %	19,6 %
	1475,5	0,4 %	14,7 %	81,0 %	18,5 %
Réflecteur de sortie (laser 1)	1060	79,4 %	10,7 %	9,5 %	14,7 %
	1233,5	0,5 %	12,7 %	82,9 %	16,6 %
	1475,5	27,2 %	13,9 %	56,3 %	17,8 %
Réflecteur de sortie (laser 2)	1060	86,0 %	8,2 %	11,6 %	12,3 %
	1233,5	0,8 %	11,5 %	83,8 %	15,5 %
	1475,5	70,8 %	7,7 %	24,6 %	11,9 %

À chaque passage par la boucle, les pertes dues à cette épissure sont subies à deux reprises (aller et retour) dans le cas d'une réflexion, ou à une seule reprise dans le cas d'une transmission.

Le tableau 2.3 résume la réponse des réflecteurs utilisés dans les deux cavités. Les valeurs indiquées présentent des pourcentages de la puissance incidente dans la boucle, incluant les épissures entre la PureModeTM et la fibre dopée au phosphore. Les valeurs de transmission et de pertes ont été mesurées expérimentalement, à l'exception des pertes d'épissure qui ont été estimées à partir d'un algorithme de la fusionneuse. À partir de toutes ces données expérimentales, les pourcentages de réflexion R ont été retrouvés.

Pour la deuxième onde de Stokes, les boucles de sortie présentent une transmission différente de celle visée lors de l'optimisation (voir tableau 2.1). Dans le cas du laser 1, plus d'essais de fabrication de coupleur auraient permis de s'approcher davantage de la réponse visée.

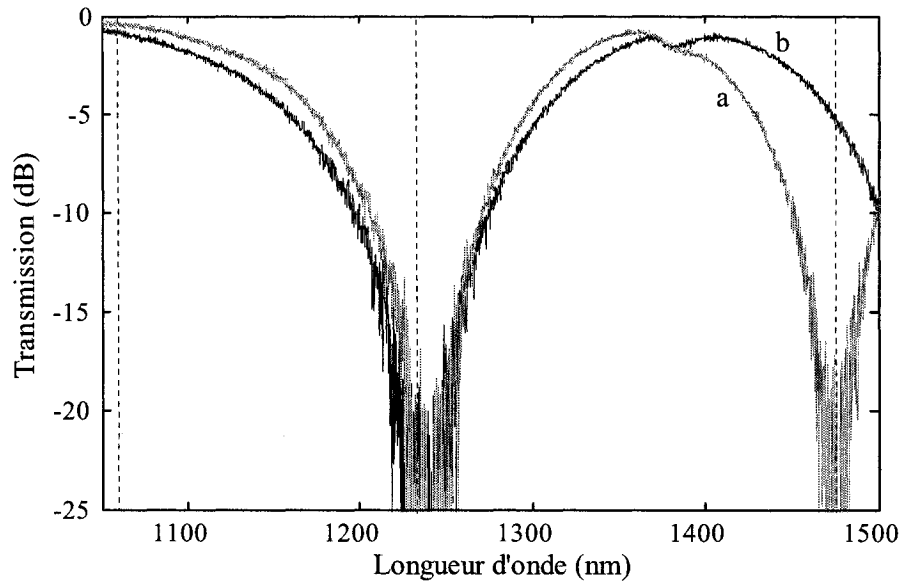


Figure 2.10 : Réponse en transmission des boucles de Sagnac agissant comme réflecteurs d'entrée et de sortie pour le premier laser. Les trois lignes verticales identifient les longueurs d'ondes d'intérêt, soit 1060 nm, 1233,5 nm et 1475,5 nm. Ces réponses, déjà présentées aux figures 2.7 et 2.8 ont été mesurées expérimentalement juste avant d'intégrer les boucles dans la cavité.

2.5 Cavités obtenues

À partir des boucles de Sagnac présentées à la sous-section 2.4, deux lasers ont été assemblés.

2.5.1 Premier laser

Le premier laser intègre 606 m de fibre dopée au phosphore, ainsi que la boucle d'entrée et la première boucle de sortie présentée à la sous-section 2.4.2. La figure 2.10 présente la transmission de ces boucles.

Une fois le laser assemblé (voir l'annexe A), des spectres de sa sortie sont recueillis. La figure 2.11 (A) présente la puissance de sortie à différentes longueurs d'onde en fonction de la puissance de pompe d'entrée. Les résultats expérimentaux² y sont

²Chacun des points expérimentaux présentés à la figure 2.11 correspond à l'intégration du spectre

comparés aux résultats des simulations basées sur les équations C.8a, C.8b et C.8c présentées dans l'annexe C. La puissance de sortie pour chacune des ondes est calculée à partir de l'équation C.10. Ces simulations sont faites en trois temps, tel qu'expliqué dans l'annexe C, selon qu'il y ait une, deux, ou les trois ondes dans la cavité. Dans le cas de la figure 2.11 (A), les simulations ont été réalisées en utilisant les paramètres initiaux, mesurés pour la plupart expérimentalement, et qui n'ont pas été ajustés par la suite. Ces paramètres sont le gain, les aires effectives, l'atténuation de la fibre amplificatrice, ainsi que les valeurs de transmission et de réflexion des boucles aux différentes longueurs d'onde d'intérêt. Le lecteur peut retrouver les valeurs de ces paramètres dans la sous-section 2.4.2 et à l'annexe B.

L'observation des données expérimentales permet d'identifier le seuil de la première onde de Stokes à 0,78 W, celui de la deuxième à 1,6 W, avec un rendement de 11,7 % pour cette dernière. Ces valeurs de seuil se comparent très bien avec les valeurs trouvées par simulations, mais le rendement obtenu à la sortie pour le cas simulé est de 9,7 %, donc légèrement inférieur au rendement expérimental.

Les simulations présentées à la figure 2.11 (A) suivent donc assez bien les résultats expérimentaux pour de faibles puissances de pompe injectées. Cependant, après le seuil de la deuxième onde de Stokes, la pompe résiduelle est moins bien simulée. Une première explication peut provenir de l'erreur sur le calcul de l'aire effective croisée entre la première et la deuxième onde de Stokes. Tel que présenté à la figure 2.11 (B), en prenant une valeur égale à 130 % de l'aire effective croisée calculée initialement, la divergence disparaît et les simulations suivent beaucoup mieux les résultats expérimentaux.

Une deuxième explication au désaccord peut provenir de l'incertitude assez im-

expérimentalement obtenu (sur la plage spectrale d'intérêt) pour la puissance de pompe injectée. Cette intégration est effectuée par la méthode du trapèze à partir d'un spectre lu par l'analyseur de spectre optique, en tenant compte de la résolution et de l'échantillonnage au moment de la mesure. Cette méthode ne permet qu'une estimation de la valeur de la puissance totale intégrée. Une mesure plus directe et plus fiable aurait nécessité des coupleurs supplémentaires permettant d'isoler les puissances à 1060, 1233,5 et 1475,5 nm

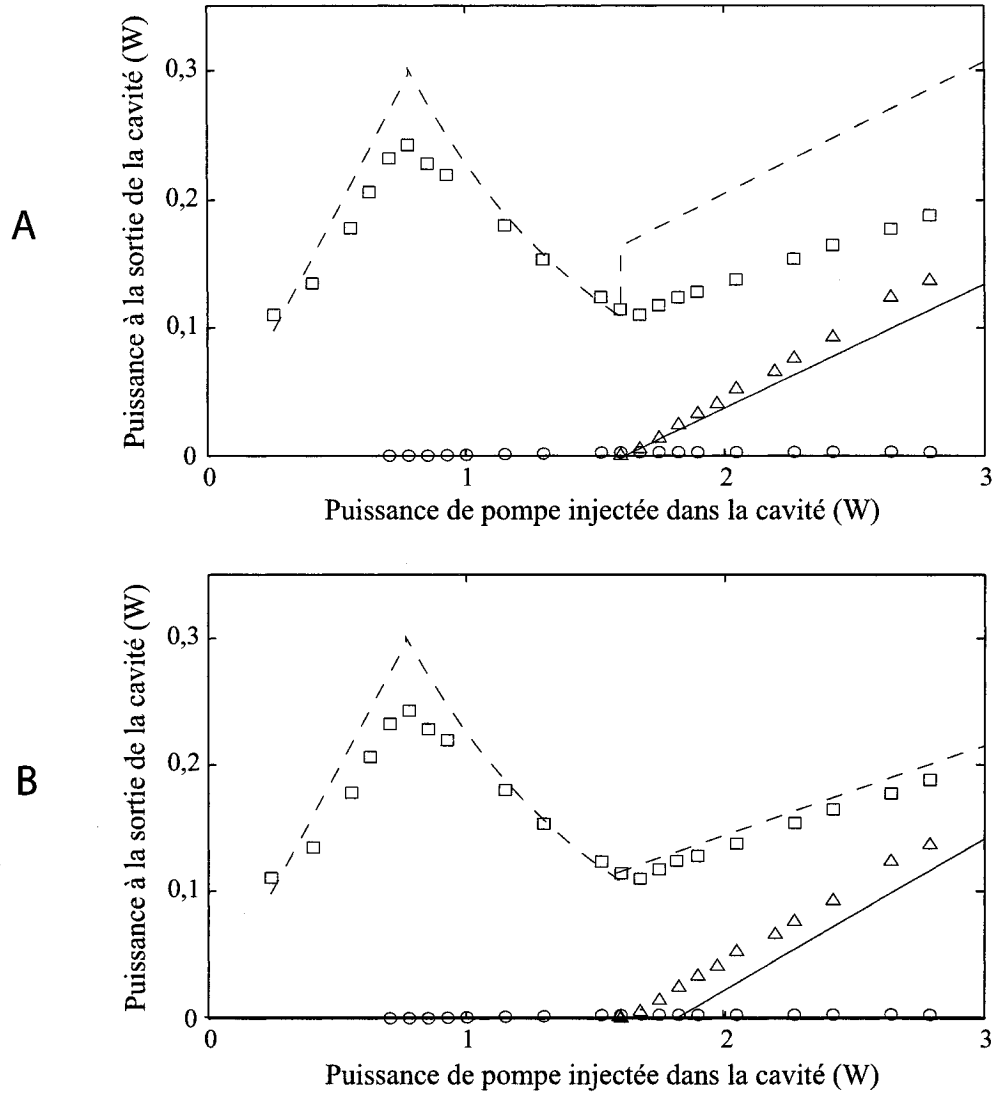


Figure 2.11 : Courbes de rendement du laser. Les mesures expérimentales sont présentées pour la pompe résiduelle à 1060 nm (\square), pour la première onde de Stokes à 1233,5 nm (\circ) et pour la deuxième onde de Stokes à 1475,5 nm (\triangle). Chaque point correspond à la puissance intégrée à partir du spectre expérimental qui lui est associé. Les résultats des simulations sont présentés en trait pointillé pour la pompe résiduelle et en trait continu pour la deuxième onde de Stokes. Le graphique A présente les simulations à partir de valeurs d'aire effective croisée directement calculées à l'aide des équations de la sous-section 2.3.1. Dans le cas du graphique B, au niveau des simulations, la seule modification a été de multiplier par 130 % l'aire effective croisée entre la première et la deuxième onde de Stokes.

portante sur la courbe de gain utilisée pour les calculs, mais surtout sur l'erreur expérimentale associée à l'évaluation de la transmission et de la réflexion de chaque boucle, particulièrement à 1475,5 nm. De fait, les calculs à la base des simulations dépendent très fortement des valeurs de réflexion, surtout si celles-ci sont importantes, étant donné que les conditions limites utilisées (équation C.9) montrent une dépendance logarithmique avec la racine du coefficient de réflexion. Or, à moins de complexifier de beaucoup le montage expérimental, seule la transmission d'une boucle peut être mesurée. Sa réflexion en est donc déduite, cette dernière opération étant d'autant plus compliquée qu'elle implique une évaluation très précise des pertes de la boucle. Une bonne évaluation d'un coefficient de réflexion élevé exige donc une idée précise des pertes de la boucle, mais surtout une mesure juste de sa transmission. Dans ce cas, celle-ci est faible et difficilement détectable, entre autres du fait que la source servant à la caractérisation est une source blanche de très faible puissance (voir l'annexe B). L'erreur sur le coefficient de réflexion est d'autant plus grande que cette réflexion varie avec la longueur d'onde, donc sur la largeur de l'onde réfléchie et ce, particulièrement pour la deuxième onde de Stokes. Enfin, dans les simulations, la réflexion de la pompe au réflecteur de sortie a été négligée.

Mentionnons qu'une amélioration au modèle consisterait à considérer non pas uniquement la réponse spectrale de la boucle, mais plutôt l'intégrale de recouvrement de celle-ci avec l'onde de Stokes. Ceci reviendrait à calculer une réflectivité effective tenant compte de l'élargissement en compensant les débordements de puissance de part et d'autre du réflecteur [38,39]. Cependant, une telle considération est moins critique si les réflecteurs sont larges, comme c'est le cas avec les boucles de Sagnac.

Des calculs, basés sur les mêmes équations que pour les simulations de la figure 2.11, avaient permis d'obtenir les courbes d'optimisation présentées à la figure 2.6. Pour une puissance de pompe injectée de 2,8 W, la puissance de sortie expérimentale de 0,14 W à 1475,5 nm (figure 2.11) est légèrement plus élevée que la puissance calculée de 0,13 W (figure 2.6). À une puissance de pompe de 2,0 W, la

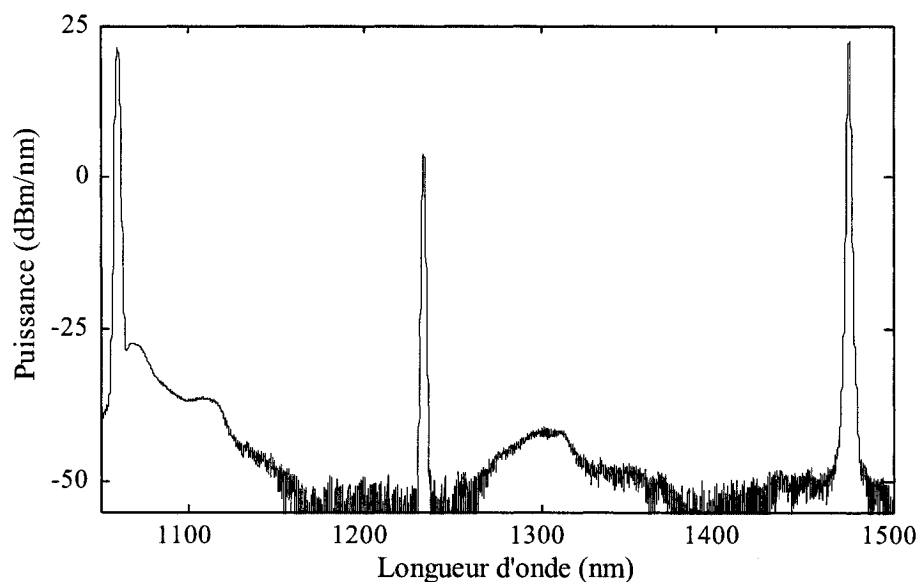


Figure 2.12 : Spectre de sortie du laser pour une puissance de pompe injectée de 3,4 W. En plus des pics de la pompe résiduelle (à 1060 nm) et de la deuxième onde de Stokes (à 1475,5 nm), un pic de moindre importance à 1233,5 nm correspond à la première onde de Stokes confinée dans la cavité. La puissance détectée autour de 1112 nm et de 1305 nm s'explique par le large pic autour de 13 à 15 THz dans la courbe de gain de la fibre amplificatrice (figure 2.2).

puissance de sortie expérimentale de 0,052 W se compare de la même façon avec la puissance calculée de 0,050 W. Ces observations, tel que prévu, concordent avec celles faites à partir de la figure 2.11 dans les paragraphes précédents.

La figure 2.12 présente un aperçu du spectre mesuré à la sortie du laser, pour une puissance de pompe injectée supérieure au seuil de la deuxième onde de Stokes.

Le spectre, pour une puissance de pompe injectée de 3,4 W, présente le pic centré à 1060 nm correspondant à la pompe résiduelle, le pic à 1233,5 nm de la puissance résiduelle associé à la première onde de Stokes, suivi du pic à 1475,5 nm correspondant à la deuxième onde de Stokes, donc à la sortie utile du laser.

L'observation des spectres permet de plus de détecter un certain transfert de puissance autour de 1112 nm et autour de 1305 nm, ce qui correspond à l'onde de Stokes pour le pic de décalage Raman entre 13 et 15 THz (se référer aux figures 2.2 et 2.5)

Tableau 2.4 : Valeurs estimées des coefficients de réflexion des boucles d'entrée (R^-) et de sortie (R^+) pour les trois longueurs d'onde de sortie potentielles du laser 1.

Longueur d'onde (nm)	R^-	R^+
1112	21,5 %	29,0 %
1305	43,5 %	57,5 %
1475,5	81,0 %	56,3 %

à partir, respectivement, des ondes qui agissent alors comme pompes, à 1060 nm et à 1233,5 nm. Toutefois, ce transfert de puissance n'est pas important, du fait qu'à ces bandes spectrales (centrées à 1112 nm et 1305 nm), le seuil du laser n'est pas atteint. Les coefficients de réflexion correspondants sont en effet très faibles par rapport à ceux à 1475 nm (voir le tableau 2.4) et donc ne favorisent pas l'effet laser dans ces deux plages spectrales.

En fait, cette compétition entre les différentes ondes de Stokes, qui détermine la longueur d'onde de sortie du laser, peut être modélisée de façon approximative (l'appauvrissement à 1233,5 nm n'est pas considérée) en identifiant le seuil par l'équation suivante qui formule la différence entre le gain et les pertes du laser en dB. Le calcul se fait à partir des facteurs de gain et de pertes exprimés en pourcentage.

$$gain(\lambda_k) \cdot pertes(\lambda_k) = e^{g_{1k} \frac{P_1^+(0)}{\alpha_1} [1 - e^{-\alpha_1 2L}]} \cdot R_k^+ R_k^- e^{-\alpha_k 2L} = 100\% \quad (2.4)$$

Ici, l'indice 1 correspond encore une fois à l'onde à 1233,5 nm, tandis que l'indice k précise que le calcul est fait pour λ_k , onde de Stokes à partir d'une pompe à $\lambda_1 = 1233,5$ nm. Le gain g_{1k} , calculé pour une première Stokes à λ_k à partir de la pompe à λ_1 , est défini par l'équation 2.2. P_1^+ est la puissance de la pompe se propageant dans le laser du réflecteur d'entrée au réflecteur de sortie. La cavité considérée est de longueur L , d'où une distance de $2L$ à parcourir lors d'un aller-retour. En dB, la différence résultante entre le gain et les pertes est tracée à la figure 2.13.

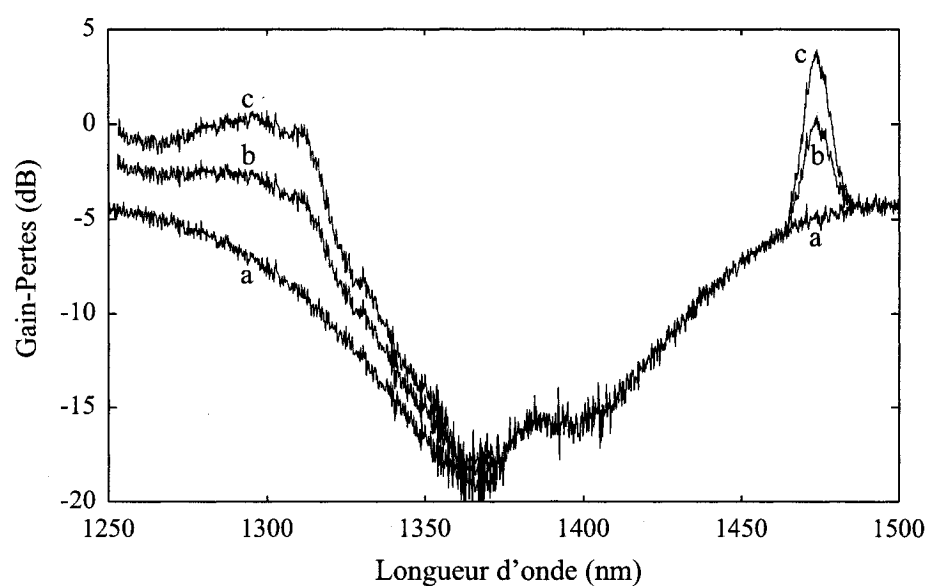


Figure 2.13 : Différence estimée entre les gains et les pertes dans la cavité en fonction de la longueur d'onde de la deuxième onde de Stokes. Cette différence est tracée pour des puissances de pompe injectées de 0 W (a), 1,2 W (b) et 2 W (c) dans la cavité. Le graphique montre que, à forte puissance, les conditions favorisent une émission du laser à 1475,5 nm.

La figure 2.13 présente premièrement les pertes en l'absence de puissance de pompe dans la cavité, donc en l'absence de gain. Cette première courbe (a) est valable jusqu'à une puissance de pompe injectée de 0,78 W, puissance pour laquelle la première onde de Stokes apparaît, initiant le pompage de la deuxième onde de Stokes. À une puissance de pompe de 1,2 W, le seuil de la deuxième onde de Stokes, pour lequel les gains annulent les pertes, n'est pas encore atteint, mais on devine qu'il apparaîtra pour une longueur d'onde de 1475,5 nm. En effet, à 2 W, le laser émet à 1475,5 nm et la dominance de ce pic par rapport à celui autour de 1305 nm est confirmée.

À partir des spectres présentés à la figure 2.12, les différentes zones spectrales d'intérêt peuvent être étudiées individuellement. La figure 2.14 présente les spectres de la pompe avant l'entrée de la cavité Raman (plus exactement ceux obtenus à la fibre de sortie de l'isolateur fibré) et les spectres de la pompe résiduelle à la sortie de la cavité. Pour ces graphiques, chaque spectre de pompe injectée a été intégré pour obtenir la puissance correspondante dans la légende.

On constate premièrement que le spectre de la pompe, même à la sortie du laser à ytterbium, est assez large pour éviter que de la diffusion Brillouin ne se produise dans la cavité [6].

Ensuite, on observe qu'autour de 2,5 W à la sortie de l'isolateur (ce qui correspond à une puissance de 4 W à son entrée), le spectre de la pompe injectée présente de plus en plus d'ondulations ainsi qu'une largeur spectrale s'étalant rapidement jusqu'à 0,8 nm. Il n'a pas été déterminé si ce comportement est causé par le laser pompe fibré, par la fibre à sa sortie ou par l'isolateur qui, à de telles puissances, est poussé à sa limite d'opération.

Sur les spectres de la figure 2.14(B), à la sortie de l'isolateur, ces mêmes oscillations sont aussi observées, ainsi qu'une largeur légèrement plus grande que celle de la pompe injectée. Cet élargissement observé, quoique faible, pourrait être le résultat d'AMP de la part de la pompe.

Tel que prévu, l'appauvrissement de la pompe est aussi constaté et ce, surtout

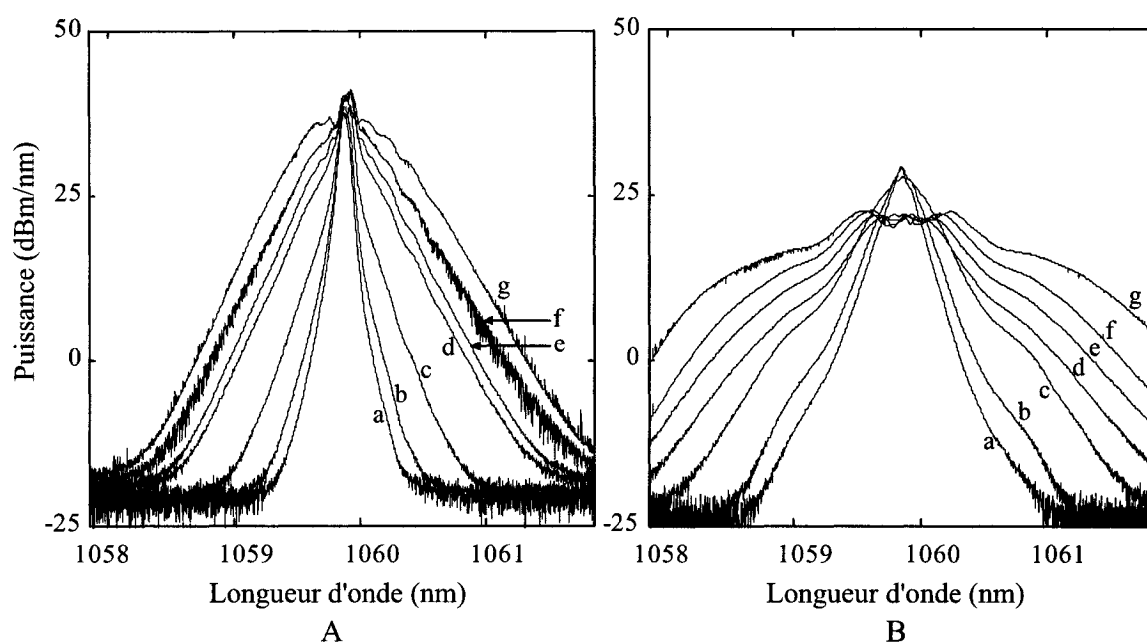


Figure 2.14 : Spectres expérimentaux de la pompe avant l'entrée dans la cavité (A) et de la pompe résiduelle à la sortie de la cavité (B). Ces mesures ont été prises pour des puissances de pompe de 0,41 W (a), de 0,55 W (b), de 0,93 W (c), de 1,67 W (d), de 2,05 W (e), de 2,64 W (f) et de 3,39 W (g) (valeurs de puissance mesurées avant l'entrée dans la cavité).

pour sa composante centrale qui voit sa puissance transférée à la première onde de Stokes. Étant donné que le gain Raman croît avec la puissance de pompe et que la composante identifiée ici est trois fois supérieure en puissance par rapport aux composantes situées de part et d'autre, soit le piédestal de la pompe, il en résulte, de fait, que cette composante centrale est davantage appauvrie que le reste, d'autant plus que le seuil du laser y est plus rapidement atteint. Le gain croît aussi avec la puissance de l'onde de Stokes. Étant donné que la position spectrale de l'onde de Stokes est initialement déterminée par la longueur d'onde de la composante centrale de la pompe, c'est toujours à cette position qu'il y a davantage de puissance dans l'onde de Stokes. Ainsi, le maximum d'appauvrissement de la pompe est toujours situé à la longueur d'onde de la composante centrale, ce qui explique le creusement au centre du spectre de la pompe résiduelle, principalement à haute puissance.

Les figures 2.15(A) et 2.16(A) présentent une vue agrandie du spectre à la sortie du laser autour de 1233,5 nm et de 1475,5 nm, respectivement. En observant les spectres de la figure 2.15(A) pour des puissances inférieures à 1,6 W, le seuil de la deuxième onde de Stokes, il est possible de noter une asymétrie qui pourrait venir d'une réflexion variant en fonction de la longueur d'onde. Pour cette plage spectrale, la réflexion est assez constante dans le cas du réflecteur de sortie, mais elle varie davantage au niveau de la boucle d'entrée, avec une plus grande transmission des faibles longueurs d'onde que des longueurs d'onde élevées, tel que présenté au graphique de la figure 2.15(B). Ceci équivaut à plus de pertes dans la cavité aux faibles longueurs d'onde de cette plage spectrale et donc moins de puissance émise par la cavité qu'aux longueurs d'onde plus élevées pour cette plage spectrale.

Dépassé le seuil de 1,6 W, d'autres effets entrent en jeu. Premièrement, la forme asymétrique des spectres de la figure 2.16(A) s'explique possiblement par le fait que cette deuxième onde de Stokes suit, du moins à faible puissance, l'allure de sa propre pompe, qui dans ce cas revient à l'onde centrée à 1233,5 nm.

Ensuite, à des puissances de pompe plus importantes, on pourrait s'attendre à un

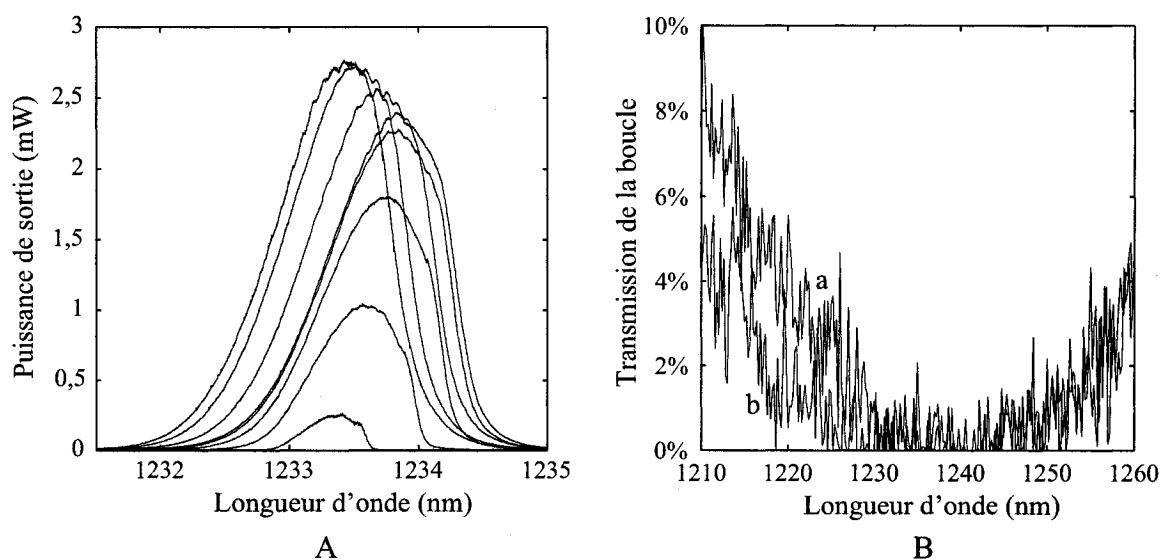


Figure 2.15 : Spectres de la première onde de Stokes (graphique A), dont l'asymétrie peut s'expliquer par la transmission des boucles d'entrée (a) et de sortie (b) de la cavité sur cette plage spectrale (graphique B). Les spectres ont été pris pour des puissances de pompe injectées de 0,78 W, de 1,00 W, de 1,30 W, de 1,52 W, de 1,60 W, de 2,05 W, de 2,64 W et de 3,39 W.

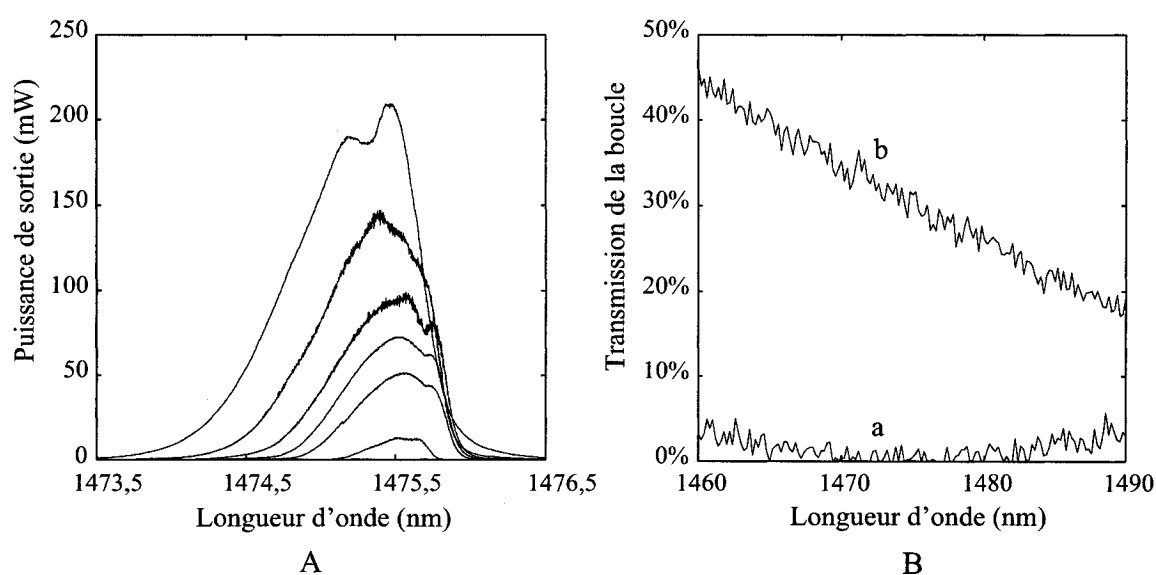


Figure 2.16 : Spectres de la deuxième onde de Stokes (graphique A), dont l'asymétrie s'explique entre autres par la transmission des boucles d'entrée (a) et de sortie (b) de la cavité sur cette plage spectrale (graphique B). Les spectres ont été pris pour des puissances de pompe injectées de 1,67 W, de 1,90 W, de 2,05 W, de 2,27 W, de 2,64 W et de 3,39 W.

élargissement du spectre de la deuxième onde de Stokes au fur et à mesure que celle-ci gagne de la puissance, cet élargissement pouvant avoir pour origine des effets non-linéaire d'ordre 3, qui peuvent être considérés comme du M4O [37,38] ou de l'AMP [8]. D'une part, on peut considérer que les modes longitudinaux principaux de l'onde de Stokes redistribuent leur énergie, par M4O, aux modes latéraux. D'autre part, on peut expliquer l'élargissement par l'AMP. Le faisceau dans la cavité n'étant que partiellement cohérent, il présente des fluctuations de phase et d'intensité. Par AMP, les fluctuations d'intensité sont converties en fluctuations de phase additionnelles, d'où l'élargissement spectral. Soulignons que l'explication basée sur l'AMP et celle sur le M4O reviennent fondamentalement au même [35].

Or, l'élargissement prévu n'est constaté que du côté des longueurs d'onde plus faibles. L'absence d'élargissement du côté des longueurs d'onde plus grandes pourrait être expliquée en fait par davantage de pertes dans la cavité. Sur cette bande spectrale, le réflecteur de sortie étant plus réfléchissant pour les grandes longueurs d'onde, davantage de puissance de cette onde est donc conservée dans la cavité et donc encore plus affectée par l'atténuation importante dans les 606 m de fibre dopée au phosphore de la cavité. Nous estimons que cet effet, combiné à une meilleure transmission du réflecteur de sortie pour les faibles longueurs d'onde sur la bande spectrale de la figure 2.16(B), peut expliquer l'absence d'élargissement d'un bord de la longueur d'onde centrale de 1475,5 nm.

En retournant à la figure 2.15(A), on note que les spectres autour de 1233,5 nm, après le seuil de 1,6 W de pompe injectée, se trouvent à gagner une forme davantage symétrique. Considérant la nature du gain Raman ainsi que l'asymétrie des deux ondes de Stokes au seuil (asymétrie caractérisée par une puissance plus importante aux grandes longueurs d'onde), une explication possible au spectre devenant symétrique reviendrait simplement à un plus important transfert de puissance de la première à la deuxième onde de Stokes aux grandes longueurs d'onde, où la réflectivité de la boucle de sortie est plus faible et donc où la cavité est davantage optimale (se référer aux

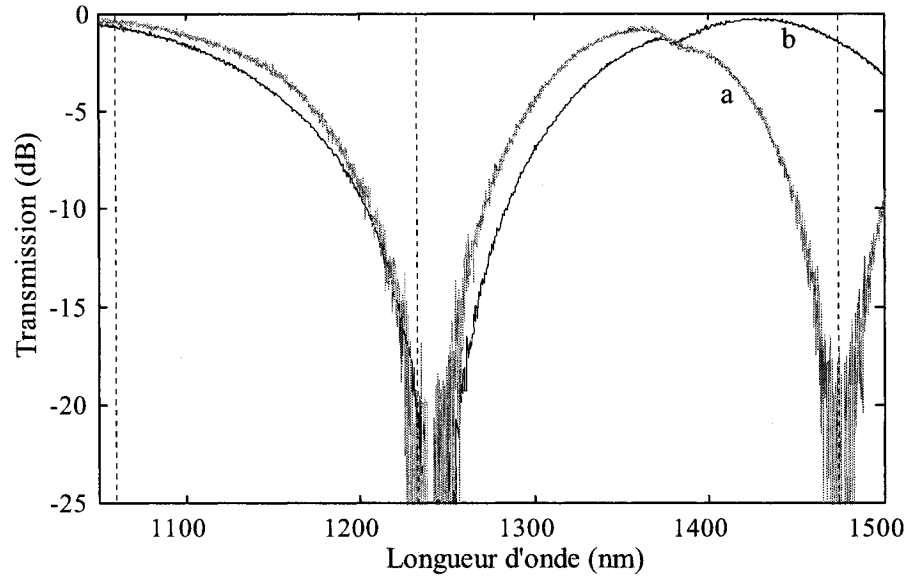


Figure 2.17 : Réponse en transmission des boucles de Sagnac agissant comme réflecteurs d'entrée et de sortie pour le deuxième laser. Les trois lignes verticales identifient les longueurs d'ondes d'intérêt, soit 1060 nm, 1233,5 nm et 1475,5 nm. Ces réponses, déjà présentées aux figures 2.7 et 2.9 ont été mesurées expérimentalement juste avant d'intégrer les boucles dans la cavité.

conclusions de la section 2.3.3)

2.5.2 Deuxième laser

La figure 2.17 présente la transmission des boucles d'entrée et de sortie pour le deuxième laser assemblé³. Notons que dans le cas des deux lasers Raman réalisés, la boucle d'entrée est la même, son spectre en transmission étant alors ici répété pour fin de comparaison. Dans ce cas-ci, tel que spécifié dans la section 2.4.2, la réflexion de la boucle de sortie à 1475,5 nm est de 24,6 %. Les simulations présentées à la section 2.3.3 prévoyaient en effet qu'une plus petite réflectivité de la boucle de sortie pour la deuxième onde de Stokes contribuerait à l'optimisation de la cavité.

Les deux boucles sont intégrées dans la cavité qui comporte la même fibre ampli-

³Cette cavité a été réalisée par Marie-Eve Leclerc, une étudiante au baccalauréat que j'ai encadrée durant son projet de fin d'étude.

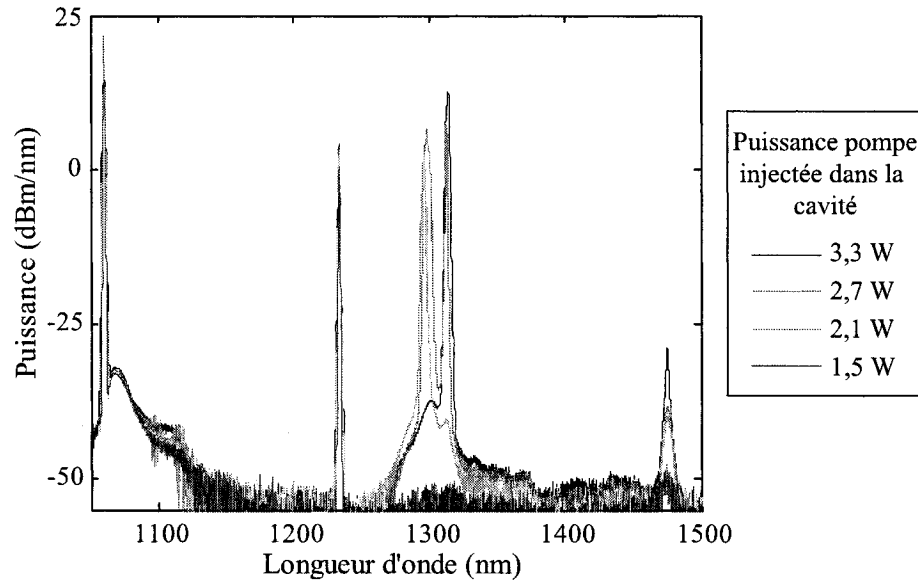


Figure 2.18 : Spectre de la sortie du laser pour différentes puissances de pompe injectées. En plus du pic de la pompe résiduelle à 1060 nm et du pic moins important à 1233,5 nm, la sortie du laser, à faible puissance de pompe injectée, se trouve à 1298,5 nm, puis à 1313 nm lorsque la puissance augmente. Un pic bien plus faible peut aussi être distingué à 1475,5 nm.

ficatrice que le premier laser. Les spectres obtenus à la sortie de cette nouvelle cavité sont présentés à la figure 2.18.

L'exercice d'optimisation préliminaire de la section 2.3.3 (voir figure 2.6) considérait que la première onde de Stokes, à 1233,5 nm, pomperait une deuxième onde de Stokes à 1475,5 nm (donc définie par un décalage Raman de 39,9 THz). Or, ce n'est pas le cas dans cette cavité. Dans la courbe de gain Raman associée à la fibre amplificatrice utilisée (voir figure 2.2), c'est plutôt le pic dont le décalage se situe entre 13 et 15 THz qui domine, expliquant une sortie à 1298,5 nm puis à 1313 nm. Le changement de longueur d'onde de la sortie du laser assemblé peut être expliqué en évaluant sur la plage spectrale d'intérêt l'équation 2.4 afin d'obtenir les courbes de la figure 2.19. La dominance de la plage spectrale autour de 1305 nm s'explique par une meilleure réflexion des boucles à ces longueurs d'onde qu'à 1475,5 nm, tel que présenté dans le tableau 2.5. Le seuil d'émission du laser y est donc plus rapidement

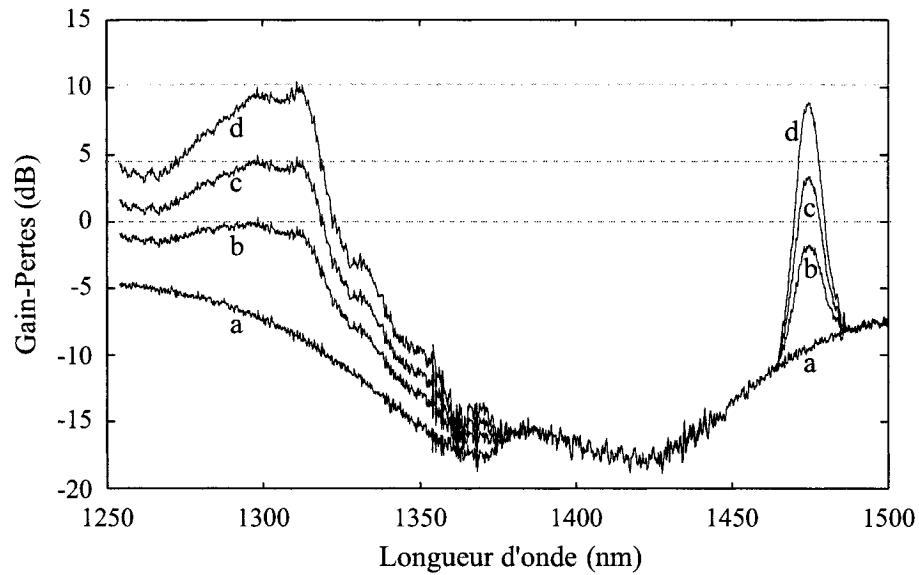


Figure 2.19 : Différence estimée entre les gains et les pertes dans la cavité en fonction de la longueur d'onde de la deuxième onde de Stokes. Cette différence est tracée pour des puissances de pompe injectées de 0 W (a), 2 W (b), 2,5 W (c) et 3,5 W (d) dans la cavité. Le graphique montre, à faible puissance, les conditions favorisant un peu une sortie du laser à 1298,5 nm, puis pour une puissance plus élevée, à 1313 nm. Le pic à 1475 nm se voit toujours légèrement dominé par les autres et une sortie à cette longueur d'onde n'est donc pas possible. Les traits horizontaux pointillés permettent d'identifier les pics dominants.

atteint. Cet abaissement du seuil autour de 1305 nm n'était pas recherché, mais est inévitable avec cette configuration de réflecteur, dont la réponse est sinusoïdale.

Il ressort des figures 2.18 et 2.19 que, pour de faibles puissances de pompe injectée, les conditions de gain et de réflexion favorisent une émission de la cavité à 1298,5 nm. Ensuite, pour des puissances de pompe plus élevées, les conditions deviennent davantage favorables à une émission à 1313 nm. Si des puissances de pompe plus élevées avaient pu être atteintes sans endommager l'isolateur et en présence d'une boucle de sortie réfléchissant un peu plus à 1475,5 nm, il se pourrait qu'une émission à cette longueur d'onde soit favorisée, comme on en devine l'émergence en observant les spectres de la figure 2.18. Ce changement de la longueur d'onde de la sortie du laser en fonction de la puissance de pompe, qui pourrait être associé à une forme

Tableau 2.5 : Valeurs estimées des coefficients de réflexion des boucles d'entrée (R^-) et de sortie (R^+) pour les trois longueurs d'onde de sortie potentielles du laser 2.

Longueur d'onde (nm)	R^-	R^+
1112	21,5 %	31,8 %
1305	43,5 %	67,7 %
1475,5	81,0 %	24,6 %

d'accordabilité de la cavité, s'explique par le fait que, si les pertes de la cavité (principalement les valeurs de réflexion) ne changent pas en fonction de la puissance de pompe, ce n'est pas le cas du gain, tel que décrit par l'équation 2.4. Ce comportement est propre à l'amplification Raman.

Retournant aux résultats expérimentaux, il est possible d'en tirer des courbes de rendement, qui sont présentées à la figure 2.20. La première onde de Stokes atteint son seuil pour une puissance de pompe injectée de 0,78 W et pompe ensuite l'onde à 1298,5 nm à partir de la puissance seuil de 1,9 W. Cette première phase, pour laquelle la sortie du laser est à 1298,5 nm, présente un rendement de 1,3 %. Ensuite, à partir d'un seuil de 2,27 W, une composante de sortie à 1313 nm apparaît et compétitionne avec celle à 1298,5 nm pour la pompe, pour enfin devenir dominante à partir de 3 W de puissance de pompe injectée. Dès lors, l'unique sortie à 1313 nm présente un rendement de 2,7 %.

Ce comportement observé, caractérisé par un changement de longueur d'onde en fonction de la puissance de pompe, qu'il serait aussi possible d'associer à une accordabilité discrète de la source, a été étudié plus en détail. Cette étude est rapportée dans ce qui suit.

À partir des spectres agrandis présentés à la figure 2.21, il est possible de distinguer trois modes d'opération résumés au tableau 2.6. On aurait pu s'attendre à un changement direct du mode 1 au mode 3. En effet, après que le seuil soit atteint à 1313, la différence entre le gain et les pertes à 1313 nm est de plus en plus supérieure à cette différence à 1298,5 nm, au fur et à mesure que la puissance de

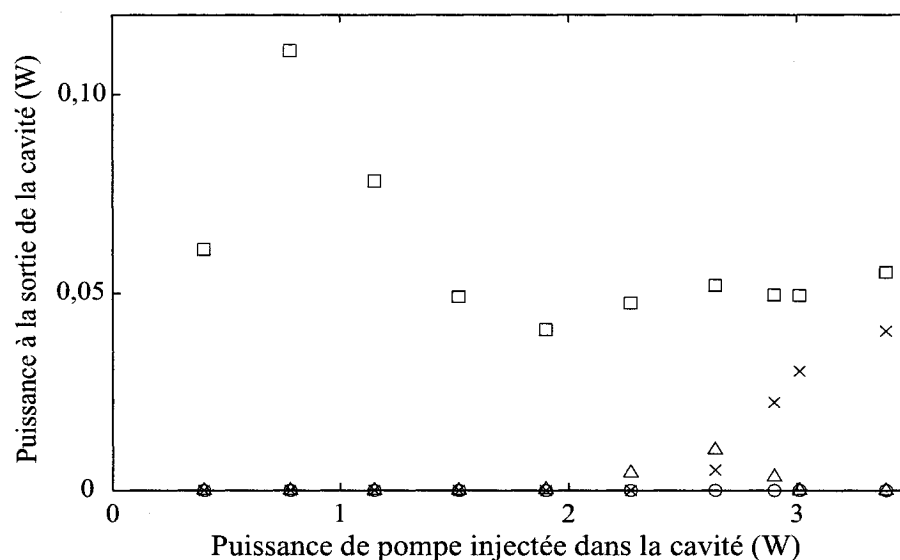


Figure 2.20 : Courbes de rendement du laser. Les mesures expérimentales sont présentées pour la pompe résiduelle à 1060 nm (\square), pour la première onde de Stokes à 1233,5 nm (\circ) et pour les deuxièmes ondes de Stokes, que ce soit à 1298,5 nm(Δ) ou à 1313 nm (\times). Chaque point correspond à la puissance intégrée à partir du spectre expérimental qui lui est associé.

Tableau 2.6 : Différents modes d'émission du laser.

Mode	Seuil
1. Pic centré à 1298,5 nm	1,9 W
2. Coexistence de deux pics centrés à 1298,5 et 1313 nm	2,27 W
3. Pic centré à 1313 nm	3 W

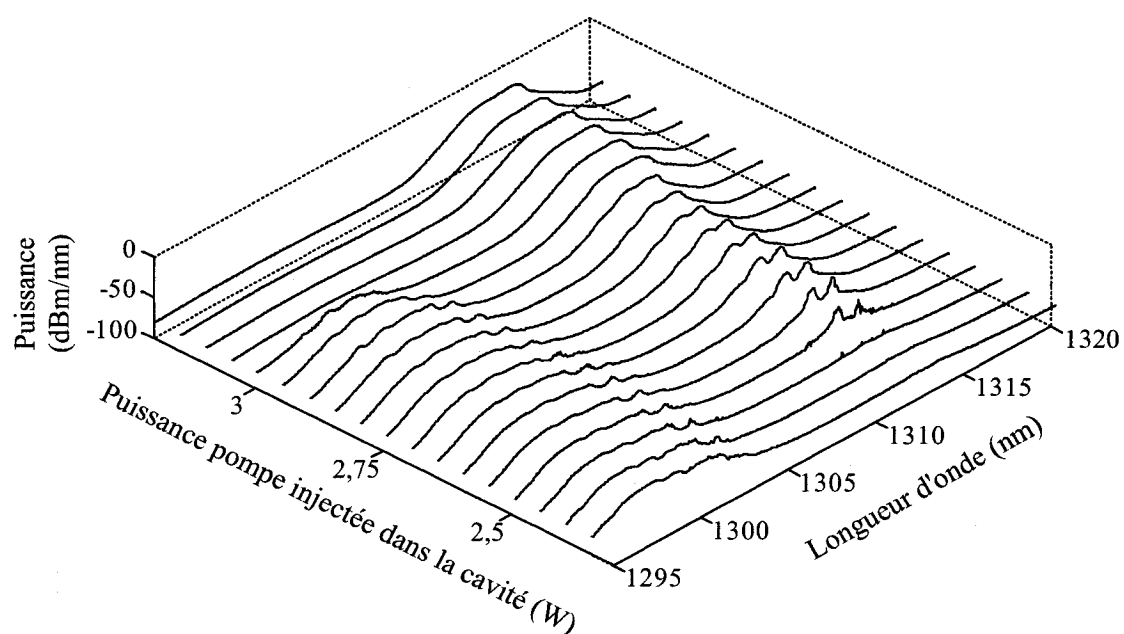


Figure 2.21 : Étude de l'apparition des différents pics à la sortie du laser. En augmentant la puissance de pompe injectée, le pic apparaît à 1298,5 nm, puis subsiste après l'apparition du deuxième pic à 1313 nm jusqu'à 3 W, puissance de pompe injectée à partir de laquelle le pic à 1313 nm domine.

pompe augmente. En d'autres mots, ce n'est qu'au seuil de 2,27 W que les conditions de gain et de pertes favorisent autant une longueur d'onde que l'autre. Or, dans les données expérimentales, de 2,27 W à 3 W de puissance de pompe, une coexistence des deux pics est plutôt observée (mode 2). Ceci pourrait s'expliquer du fait que le gain d'une onde de Stokes est fonction de sa propre puissance, donc pas uniquement de la puissance de sa pompe. Immédiatement après avoir dépassé une puissance de pompe injectée de 2,27 W, l'onde à 1298,5 nm est beaucoup plus puissante que celle à 1313 nm, ce qui lui permet de compétitionner avec cette dernière pour la pompe et d'être encore présente à la sortie du laser. Toutefois, à partir de 3 W, seul le pic à 1313 nm peut subsister.

2.6 Mesures complémentaires, améliorations et perspectives

2.6.1 Mesures complémentaires

Sur les lasers déjà réalisés, des mesures supplémentaires pourraient compléter les résultats présentés dans le présent chapitre et permettre alors une analyse plus poussée. Premièrement, il serait pertinent de mesurer la puissance et le spectre du signal qui retourne vers le laser de pompe, ce qui peut être facilement fait en les mesurant à la branche libre du coupleur utilisé pour le système de protection de ce laser (voir l'annexe A, figure A.2).

En second lieu, l'assemblage des mêmes cavités, cette fois-ci avec l'autre fibre dopée au phosphore disponible au laboratoire, permettrait de mieux comprendre l'influence de la courbe de gain sur le comportement du laser, tout en menant aussi à une comparaison juste avec les lasers réalisés précédemment par Éric Saulnier [5], qui avaient pour réflecteurs des réseaux de Bragg plutôt que des boucles de Sagnac.

Ensuite, il serait intéressant de mesurer la stabilité des cavités assemblées, même

si l'opération se limitait à une mesure répétée du spectre sur une durée, par exemple, de 72 heures. Finalement, sous un autre plan, afin de pouvoir utiliser le laser assemblé comme source à 1475,5 nm, un coupleur démultiplexeur qui isolerait cette longueur d'onde dans une branche serait très utile.

2.6.2 Améliorations et perspectives

Les puissances de seuil obtenues pour les cavités assemblées sont similaires à celles retrouvées dans la littérature, mais les valeurs de rendement obtenues sont très inférieures à celles mentionnées par les différents auteurs. De fait, Bufetov *et al.* [42] présentent une cavité à deux cascades pompée à 1060 nm, émettant à 1480 nm, ayant un rendement de 60 % et ce, avec des réseaux de Bragg et une fibre dopée au phosphore. Skubchenko *et al.* [43] présentent, quant à eux, une cavité à cascade unique avec des réseaux de Bragg et un gain dans une fibre à maintien de polarisation. La sortie à 1240 nm était très faiblement réfléchie (clive réfléchissant 4 %) et l'émission se faisait avec un rendement de 87 %. Les lasers Raman à fibre intégrant des fibres microstructurées s'avèrent aussi prometteurs, avec, par exemple, des rendements publiés de 77 % [30].

À partir des résultats obtenus, différentes voies d'amélioration et pistes de recherche peuvent être identifiées. Quatre aspects sont présentés ici : l'augmentation de la puissance de sortie, le contrôle et l'accordabilité de la longueur d'onde de sortie puis, finalement, l'amélioration de la stabilité du laser.

2.6.2.1 L'augmentation de la puissance de sortie

La puissance de sortie, et donc le seuil et le rendement du laser, peuvent être augmentés de plusieurs façons : en optimisant davantage la cavité, en diminuant les pertes, en ayant accès à une plus grande puissance de pompe injectée, ou en augmentant le gain, c'est-à-dire en augmentant le transfert de puissance à l'onde de sortie.

En premier lieu, la longueur de la fibre dopée au phosphore gagnerait à être un peu raccourcie, pour se rapprocher de la longueur optimale mentionnée à la sous-section 2.3.3, qui serait d'un peu plus de 440 m à 3,5 W de puissance de pompe. Aussi, vu qu'il est difficile d'estimer les pertes de la cavité avec précision, une optimisation expérimentale par essais et erreurs serait pertinente.

Comme souligné dans la sous-section 2.3.3, des simulations permettent de prévoir que, pour ce type de cavité, l'optimisation passe par une plus petite réflectivité de la boucle de sortie pour la deuxième onde de Stokes (autour de 25 % à la puissance de pompe considérée). Or, le deuxième laser réalisé, qui intègre cette contrainte, ne lase pas à 1475,5 nm mais à une longueur d'onde proche de 1305 nm, où le coefficient de réflexion est plus grand. Une solution serait d'utiliser, pour la cavité, une boucle de sortie qui réfléchit totalement à 1233,5 nm, qui transmet autour de 75 % à 1475,5 nm, mais aussi qui transmet le plus possible autour de 1305 nm (ce qui n'est pas le cas pour la boucle du deuxième laser réalisé). Cette alternative, montrée à la figure 2.22, présente cependant des désavantages. En premier lieu, une bonne partie de la pompe à 1060 nm se trouvant réfléchiée et retournant donc vers le laser à l'ytterbium, il devient important d'utiliser un isolateur haute puissance entre la pompe et la cavité Raman. Ensuite, le réflecteur résultant de cette alternative est moins large spectralement que celui réalisé pour deuxième laser du projet, tout en se comparant encore avantageusement, sur ce point, à un réseau de Bragg conventionnel.

La diminution des pertes dans la cavité, le deuxième aspect mentionné, peut se faire sur plusieurs fronts. Avant tout, vu l'importance des pertes estimées pour une épissure entre la fibre dopée au phosphore et la fibre PureMode™ (0,20 dB), il importe de perfectionner les paramètres de la recette de fusion utilisée pour faire les connexions. Un deuxième aspect, tout aussi important, consiste à améliorer la recette d'étirage des coupleurs afin de diminuer les pertes d'insertion et de faire en sorte que les longueurs d'onde pour lesquelles les boucles de Sagnac sont totalement réfléchissantes correspondent davantage à celle des ondes dans la cavité. La qualité de

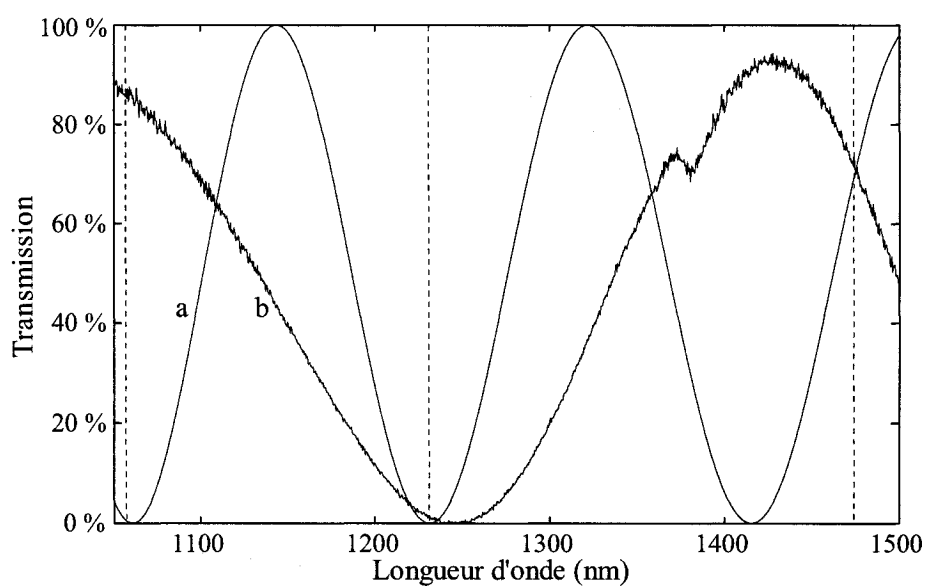


Figure 2.22 : Alternative au réflecteur de sortie du deuxième laser. La transmission de la nouvelle boucle de Sagnac proposée (a) est nulle à 1233,5 nm, de 30 % à 1475,5 nm et la plus grande possible autour de 1305 nm. Ce réflecteur est une alternative à la boucle de sortie du deuxième laser, dont la transmission, présentée précédemment à la figure 2.9, est rappelée en (b). Les trois lignes verticales correspondent à 1060 nm, à 1233,5 nm et à 1475,5 nm.

la réflexion dépend aussi grandement de la précision de l'ajustement des contrôleurs de polarisation (voir la procédure à l'annexe A). De plus, il est certain qu'une optimisation de la longueur de la cavité, limitant la longueur superflue de fibre dopée au phosphore, permettrait moins d'atténuation. À ce sujet, il est à noter qu'une diminution des pertes changera le résultat du calcul de la longueur optimale pour la cavité, qui devra donc se faire de manière itérative.

Une amélioration moins critique (et plus difficile à réaliser) serait d'ajouter des pertes uniquement pour les bandes spectrales centrées à 1090 et 1305 nm (correspondant au décalage Raman dans la gamme de 13 à 15 THz), de manière à s'assurer que toute la puissance transférée l'est vers les ondes d'intérêt (définies par le décalage Raman de 39,9 THz). Ceci nécessiterait des filtres ou des coupleurs supplémentaires dans la cavité, ce qui aurait cependant pour inconvénient d'augmenter aussi les pertes à 1060, 1233,5 et 1475,5 nm. Or, le transfert de puissance aux bandes spectrales centrées à 1090 et 1305 nm est minime (autour de 0,001%) à condition que le seuil ne soit pas atteint pour ces longueurs d'onde. À cette condition, un tel filtrage n'est donc pas nécessaire. Il serait en fait, dans ce cas, plus efficace d'utiliser, au lieu de boucles de Sagnac, des réseaux de Bragg « chirpés » (ou à pas variable) qui présenteraient une bonne réflexion sur une bande large d'environ 25 nm et qui seraient insérés dans la cavité selon le schéma de la figure 1 [5,39]. Cette alternative n'a pas été réalisée durant le projet principalement du fait qu'un montage d'écriture de réseaux « chirpés » n'était pas accessible, mais elle a été adressée par Bernard Déry [39] avec des réseaux dont la bande spectrale réfléchie allait jusqu'à 10 nm.

L'augmentation de la puissance de sortie, le troisième point mentionné, passe bien sûr par l'augmentation de la puissance d'entrée⁴. Des puissances de pompe allant jusqu'à 20 W sont accessibles avec le laser à fibre à l'ytterbium disponible (voir ses caractéristiques à l'annexe B). Or, ce laser ne supporte pas des rétroréflexions im-

⁴Soulignons ici que le laser devrait alors être modifié. En effet, tel que mentionné à la sous-section 2.3.3, la longueur de cavité optimale et la réflectivité optimale de la boucle de sortie dépendent de la puissance de pompe injectée.

portantes, ce qui implique donc l'utilisation d'un isolateur avant la cavité, celui-ci présentant malheureusement un relativement faible seuil de dommage et des pertes d'insertion non négligeables (voir ses caractéristiques à l'annexe B). Une première amélioration à ce niveau serait d'utiliser un isolateur fibré supportant des puissances plus élevées. Des isolateurs supportant jusqu'à 10 W continu sont maintenant disponibles sur le marché et l'isolateur actuel peut même être amélioré en changeant les collimateurs de manière à élever le seuil de dommage. Une autre option serait aussi de reconcevoir le réflecteur de sortie de la cavité afin qu'il soit davantage réfléchissant à 1060 nm, afin de profiter de deux passages dans la cavité plutôt que d'un seul. Dans ce cas, il importe de vérifier l'appauvrissement et l'atténuation de la pompe pour s'assurer qu'après ces deux passages, la puissance de pompe retournant vers l'isolateur soit minimale. Notons que, vu la longueur de la cavité, cette dernière amélioration suggérée n'est pas substantielle.

À ce même problème, une autre solution consisterait à simplement se débarrasser de l'isolateur. Pour se faire, il faudrait diminuer grandement la réflexion de la pompe vers le laser à fibre à l'ytterbium et ce, principalement en travaillant sur le coupleur de la boucle d'entrée. À 1060 nm, on veut diminuer les réflexions de la boucle et, par le fait même, augmenter sa transmission afin d'insérer davantage de puissance de pompe dans la cavité. Cette opération nécessite de perfectionner les recettes de fusion et d'étirage du coupleur impliqué, soit en travaillant à un autre degré de fusion, soit en complexifiant le composant visé, en optant pour un coupleur asymétrique ou une série de composants.

La quatrième voie possible pour améliorer le rendement de la cavité réalisée consiste à augmenter le transfert de puissance à l'onde de sortie, donc à augmenter le gain. Ceci passe par une amélioration des réflexions des boucles et, bien sûr, par une fibre dopée au phosphore davantage optimisée pour présenter un plus grand gain Raman au décalage d'intérêt de 39,9 THz. Dans le cas présent, il serait intéressant de réassembler les cavités présentées dans ce chapitre, mais cette fois-ci avec une

autre fibre dopée au phosphore, disponible au laboratoire et fabriquée avec un dopage légèrement différent.

2.6.2.2 Le contrôle de la longueur d'onde de sortie

Une des applications des cavités Raman réalisées serait d'être utilisées comme pompe pour des amplificateurs à l'erbium et des lasers à fibre à l'erbium. Cependant, l'absorption d'une fibre dopée à l'erbium est environ 1,2 fois plus importante à 1480 nm qu'à 1475,5 nm (ce rapport peut changer en présence de codopants). En d'autres mots, même si un pompage à 1475,5 nm est efficace, il l'est moins que si la pompe était située à 1480 nm. Une sortie à cette dernière longueur d'onde pour la cavité Raman assemblée serait donc avantageuse pour les applications visées.

Une telle modification de la longueur d'onde de sortie n'est pas triviale. Il est possible d'améliorer la réflexion à 1480 nm afin de faire migrer vers de plus grandes longueurs d'onde la sortie présentement à 1475,5 nm. Cependant, cette migration sera très faible, le principal facteur limitatif étant la faible largeur à mi-hauteur du pic à 39,9 THz, soit environ 10 nm pour une courbe du gain avec une pompe à 1233,5 nm. Ainsi, avec le gain maximum à 1475,5 nm, la valeur du gain est deux fois moins grande à 1480 nm. Pour pouvoir laser à 1480 nm avec une cavité dont les réflecteurs sont des boucles, la transmission de ces dernières (donc les pertes de la cavité) devrait être deux fois plus grande à 1475,5 nm qu'à 1480 nm. Or, les coupleurs alors nécessaires sont difficilement réalisables et les boucles résultantes entraîneraient d'autres problèmes importants dans la cavité. Cette dernière idée est donc à rejeter.

Une solution au problème des réflecteurs serait d'insérer dans la cavité un réseau de Bragg à 1480 nm, à l'endroit indiqué dans le schéma de la figure 2.23. La sortie se trouverait alors à 1480 nm mais la faible valeur de gain associée à cette longueur d'onde demeurerait inchangée et résulterait en un plus faible rendement, donc à une sortie du laser moins puissante.

En fait, l'idéal serait plutôt de faire en sorte que le pic de gain soit centré à

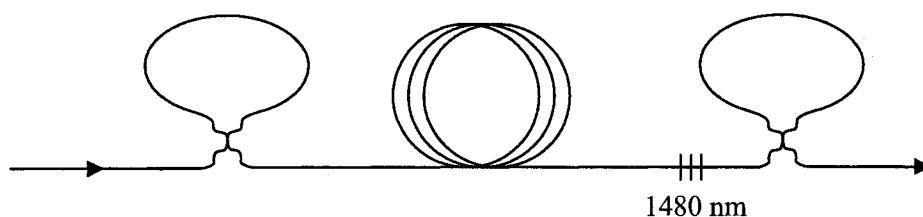


Figure 2.23 : Alternative de cavité avec boucles de Sagnac, qui intègre un réseau de Bragg à 1480 nm permettant de fixer la longueur d'onde de sortie.

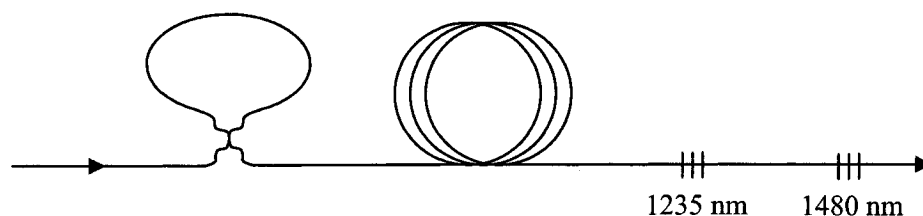


Figure 2.24 : Alternative de cavité avec boucles de Sagnac, qui intègre un réseau de Bragg à 1480 nm et un à 1235 nm, encore une fois de façon à fixer la longueur d'onde de sortie, tout en tentant d'optimiser le transfert de puissance.

1480 nm plutôt qu'à 1475,5 nm, ce qui peut être réalisé soit en changeant le laser de pompe pour un laser à 1062,15 nm (ce qui n'est pas une option aisément accessible), soit en modifiant légèrement la longueur d'onde de la première onde de Stokes. Pour ce faire, il faudrait insérer, à la position indiquée au schéma de la figure 2.24, un autre réseau de Bragg, cette fois-ci pour réfléchir à environ 1235 nm. Or, aussi dans ce cas-ci, une telle opération impliquerait un gain moins important à la première et la deuxième Stokes, et donc un rendement moins important, quoi que meilleur que celui prévu dans le cas présenté à la figure 2.23.

Tel qu'illustré ci-dessus, les réseaux de Bragg deviennent nécessaires dans une cavité pour laquelle la sortie devrait être ajustable. De fait, si la cavité n'intègre que des réflecteurs larges, comme des boucles de Sagnac, les bandes spectrales où la puissance de pompe est transférée découlent davantage de la courbe de gain que de la réflexion des boucles, cette dernière n'étant alors pas assez sélective. C'est un des

désavantages inhérents aux designs de cavité présentés dans ce chapitre. Ses effets ne seraient pas si flagrants et contraignants si le décalage Raman utilisé était celui situé entre 13 et 15 THz de décalage, la largeur de ce pic-ci étant beaucoup plus grande que celui décalé de 39,9 THz. Cependant, une cavité basée sur le décalage de l'ordre de 13-15 THz impliquerait plusieurs cascades supplémentaires et donc l'apparition de nouveaux problèmes.

2.6.2.3 L'accordabilité de la longueur d'onde de sortie

Une certaine accordabilité partielle des cavités Raman a été observée de manière fortuite avec le laser 2, puis expliquée en détail dans la section 2.5.2. Il serait théoriquement possible de concevoir un réflecteur, par exemple en combinant boucles de Sagnac, réseaux de Bragg et filtres, de façon à ce que la réflexion globale résultante, en comparaison avec la courbe de gain, mène à l'atteinte du seuil d'émission pour une longueur d'onde différente à chaque incrément de puissance de pompe injectée. Cette stratégie permettrait en principe une accordabilité quasi-continue sur une très grande plage spectrale et ce, en fonction de la puissance de pompe.

À court terme, l'intérêt de cet effet observé réside davantage dans l'outil qu'il représente dans l'optimisation des réflecteurs. Entre autres, nous savons maintenant qu'avant de procéder à la conception d'un réflecteur, il importe d'en cibler les valeurs de réflexion désirées non seulement à 1475,5 nm mais aussi autour de 1305 nm, afin de s'assurer d'obtenir la longueur d'onde de sortie désirée. Cette opération passe par l'étude de la différence entre les gains et les pertes dans la cavité en fonction de la puissance. Dans le cas du réflecteur de sortie du laser 2, une légère modification du spectre en réflexion de la boucle, avec l'onde à 1475,5 nm davantage réfléchie, permettrait que la cavité émette à cette longueur d'onde, au moins à haute puissance de pompe, tout en gardant la transmission du réflecteur à 1475,5 nm autour de 80 %, donc près de sa valeur optimale.

Un laser multi-longueur d'onde pourrait aussi présenter une avenue intéressante

[44,45]. De fait, en concevant le réflecteur de sortie de manière à favoriser la coexistence de deux ou trois pics à la sortie du laser, cette cavité pourrait être utilisée pour pomper un amplificateur destiné à une large bande spectrale définie par la combinaison de l'amplification Raman associée à chacun des pics de sortie.

Finalement, on aurait pu envisager d'utiliser le laser 2 comme commutateur qui serait contrôlé par la puissance de pompe injectée. De fait, des tests supplémentaires en laboratoire ont permis d'observer que les changements d'un mode à l'autre ne présentent pas à proprement parler d'hystérésis. Cependant, la cavité prend un certain temps à se stabiliser, ce temps grandissant si la puissance de pompe injectée s'approche du seuil de changement de mode. Par exemple, à 0,1 W du seuil, le temps nécessaire à la stabilisation est de l'ordre d'une ou deux minutes et résulte probablement d'effets thermiques. La lenteur dans la réaction de la cavité implique, dans le cas où on modifierait la puissance de pompe rapidement, une hystérésis apparente dans le changement de mode. Ceci limite grandement l'utilisation comme commutateur.

2.6.2.4 L'amélioration de la stabilité

La diffusion Raman étant un processus très rapide (< 1 ps), pour un amplificateur Raman, n'importe quelle fluctuation de la pompe qui est plus lente qu'une picoseconde se trouvera à entraîner des fluctuations de gain du signal amplifié [35]. La stabilité des cavités Raman est donc un paramètre critique mais n'a pas été particulièrement surveillée durant le projet. Il est cependant envisageable d'estimer que des instabilités relativement lentes (> 1 ns) puissent être contrées, du moins partiellement, par la conception adéquate d'une cavité intégrant des boucles de Sagnac. En effet, à haute puissance, une telle boucle agit comme une boucle miroir optique non-linéaire ou NOLM (pour « Nonlinear Optical Loop Mirror »), s'assimilant soit à un absorbant saturable, soit à son inverse. Le fonctionnement d'un NOLM est expliqué à l'annexe D.

Un exemple permet d'illustrer le principe d'une stabilisation du laser par un

NOLM. Premièrement, la figure 2.25 présente la transmission théorique d'une boucle de fibre PureModeTM en fonction du produit de la longueur de la boucle et de la puissance de l'onde à 1475,5 nm. Cette figure démontre avant tout que, quelle que soit la longueur d'onde étudiée, si la transmission à faible puissance est nulle ou de 100 %, cette valeur ne sera pas modifiée par des effets non-linéaires. Pour des valeurs de transmission intermédiaires, il ressort que la variation de la transmission est plus grande si la réflexion n'est ni négligeable ni totale. Dans les cavités réalisées, ce n'est que pour la boucle de sortie et qu'à 1475,5 nm que la réflexion n'est ni négligeable ni totale, mais plutôt intermédiaire, et qu'un effet de NOLM pourrait alors apparaître. Enfin, pour stabiliser tel que voulu la puissance de sortie du laser, le fonctionnement de la boucle doit être tel que, si la puissance intra-cavité est faible, la transmission du signal est plus grande que dans le cas où cette puissance est plus élevée. Or, comme la figure 2.25 l'indique, ce comportement n'apparaît qu'après un certain seuil du produit de la longueur de la boucle par la puissance. Dans les cavités réalisées, la longueur des boucles est en moyenne d'un mètre. La figure 2.25 permet d'évaluer que pour une telle longueur et pour une transmission initiale de 75 %, le seuil mentionné n'apparaîtra qu'à une puissance de 1,9 kW à 1475,5, ce qui n'est aucunement atteignable, bien sûr, avec la puissance de pompe disponible.

Pour observer l'effet recherché, il importe donc de modifier la cavité. Supposons que la cavité du laser 1 soit préalablement améliorée de telle façon qu'il serait possible d'y injecter les 20 W de pompe disponibles et d'obtenir un rendement 40 %, ce qui revient à une puissance de sortie à 1475 nm s'élevant à 8 W. En supposant une transmission de la boucle de sortie de 75 %, la puissance intra-cavité à cette dernière longueur d'onde est donc de 10,67 W. À cette puissance les effets non-linéaires produisent dans la boucle de sortie le comportement recherché, à condition que la longueur de cette boucle soit augmentée à 275 m. Les figures 2.26 et 2.27 illustrent la transmission résultante ainsi que l'effet sur la stabilité, passant par la correction de la transmission en fonction de la puissance. À partir de la figure 2.27, il est possible

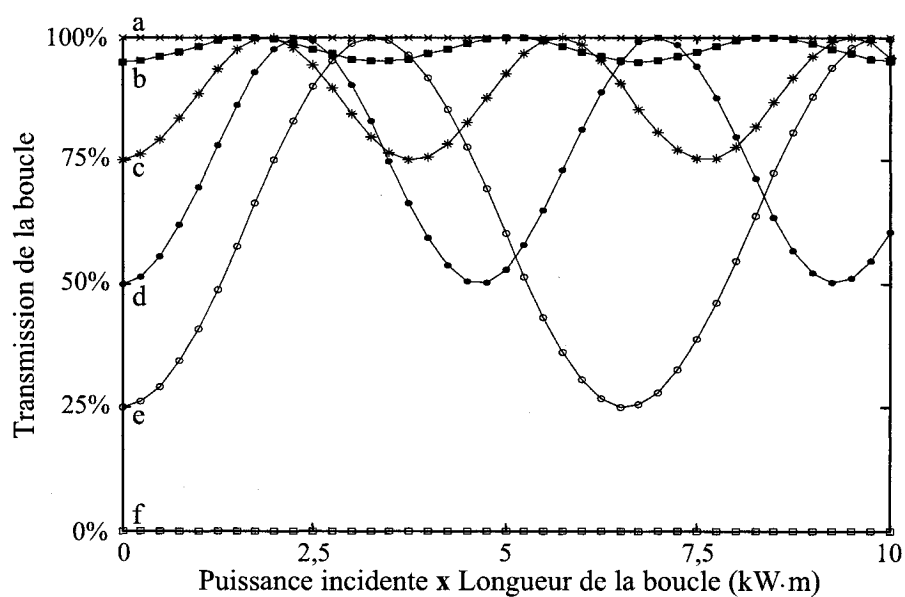


Figure 2.25 : Transmission de la boucle en fonction du produit de la longueur de la boucle par la puissance injectée dans cette boucle. Calcul fait pour une fibre PureMode™ à 1475,5 nm à des transmissions initiales de la boucle (transmissions à faible puissance) de 100 % (a), de 95 % (b), de 75 % (c), de 50 % (d), de 25 % (e) et de 0 % (f).

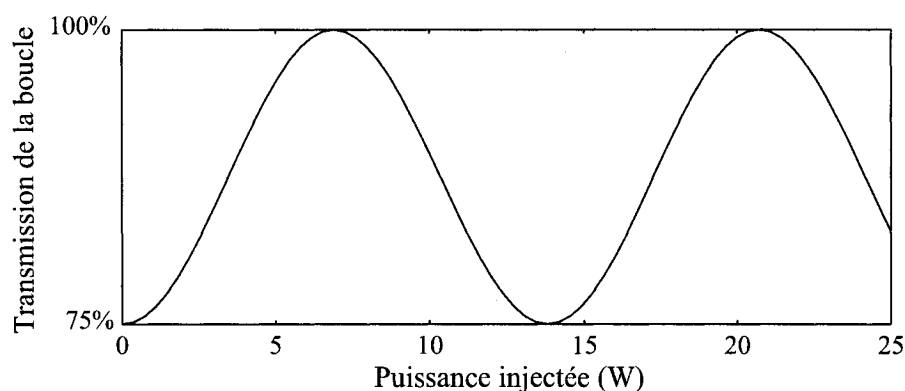


Figure 2.26 : Transmission d'une boucle de 275 m en fonction de la puissance incidente à cette boucle. La boucle transmet, à faible puissance, 75 % de la puissance incidente. Le calcul est fait pour une fibre PureModeTM à 1475,5 nm. Entre 7 et 14 W de puissance injectée dans la boucle, celle-ci présente un comportement stabilisateur, c'est-à-dire que plus la puissance injectée augmente, moins la boucle est transmissive.

d'évaluer que, dans ce cas précis, pour des instabilités s'éloignant au plus de 1 W par rapport à la puissance moyenne, la stabilité estimée est améliorée par un facteur 3.

Malgré l'efficacité de cette méthode, plusieurs problèmes y sont associés. Le principal problème vient du fait qu'en pompant à cette puissance et qu'en ajoutant 275 m de fibre PureModeTM dans la cavité, un transfert de puissance non désiré à un décalage Raman entre 13 et 15 THz devient non négligeable, malgré le fait que la puissance de pompe soit déjà assez atténuée lorsqu'elle atteint le réflecteur de sortie, où le surplus de fibre est inséré. C'est donc un élément qui devrait être considéré à l'étape de conception de la cavité. De plus, en se référant aux caractéristiques de la fibre présentées à l'annexe B, l'estimation des pertes supplémentaires occasionnées par ce 275 m supplémentaire de fibre s'élève à 0,41 dB à chaque passage pour l'onde 1060 nm, un peu moins pour 1233,5 nm et pour 1475,5 nm. Elles sont donc non négligeables. Finalement, un autre facteur à considérer est le contrôle difficile de la polarisation pour une si grande boucle. Il se peut alors que le contrôleur de polarisation par pression ne soit pas suffisant et qu'il faille donc avoir recours à un autre type de contrôleur.

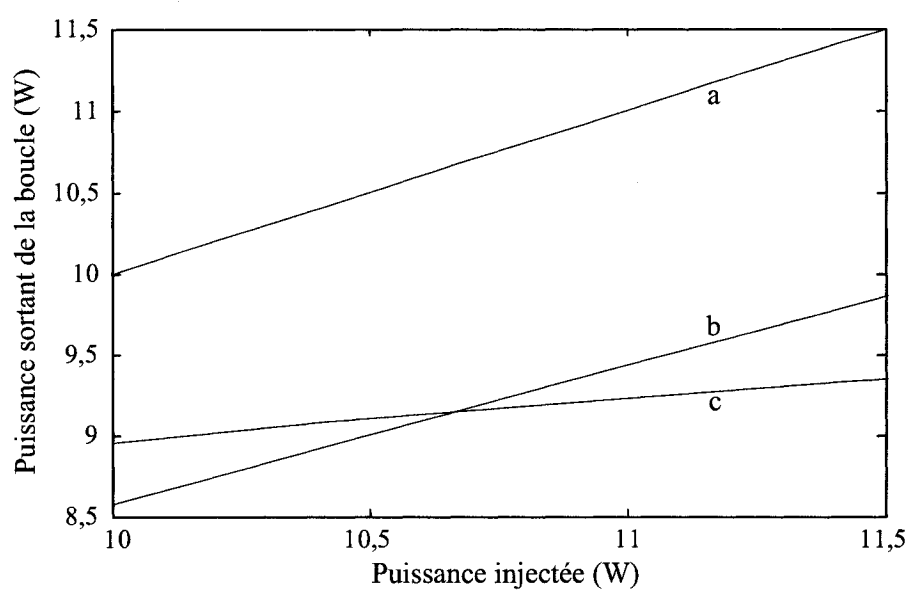


Figure 2.27 : Étude de stabilité d'une cavité. Pour le cas de la figure 2.26, le graphique présente la puissance sortant du réflecteur de sortie de la cavité en fonction de la puissance à l'intérieur de celle-ci et ce, pour une transmission totale de la boucle (a), puis pour une transmission de 75 % sans (b) ou avec effets non-linéaires (c). On note que grâce aux effets non-linéaires, la variation de la transmission de la boucle se trouve à compenser les instabilités dans la cavité.

Conclusion

Ce mémoire décrit principalement la conception et la fabrication de cavités Raman tout-fibre intégrant des réflecteurs larges. Aussi, il détaille et analyse les résultats obtenus. L'originalité du projet réside dans l'utilisation de boucles de Sagnac en guise de réflecteurs larges dans les cavités. Ceci constitue une alternative aux réseaux de Bragg conventionnels, trop étroits spectralement pour réfléchir en totalité les ondes de Stokes. En effets, ces dernières, à chaque passage dans la cavité, subissent un élargissement important dû à l'auto-modulation de phase et au mélange à quatre ondes. De plus, dans une cavité à deux cascades, l'utilisation de boucles de Sagnac permet de réduire le nombre de composants utilisés, passant de quatre réseaux de Bragg à seulement deux coupleurs.

Les lasers réalisés sont des cavités linéaires à deux cascades intégrant 606 m de fibre dopée au phosphore, une fibre qui vient tout juste de commencer à être utilisée dans les lasers Raman. Les cavités sont pompées par un laser à ytterbium émettant à 1060 nm et sont basées sur un décalage Raman de 39,9 THz caractéristique du dopant phosphore. La première cascade consiste donc en un transfert de puissance à la première onde de Stokes à 1233,5 nm. Cette onde à 1233,5 nm pompe à son tour la deuxième onde de Stokes à 1475,5 nm, ce qui constitue la deuxième cascade.

Les deux réflecteurs de la cavité, soit la boucle d'entrée et la boucle de sortie, doivent remplir des spécifications différentes en transmission pour les trois longueurs d'onde impliquées (1060, 1233,5 et 1475,5 nm). Le réflecteur d'entrée intégré dans les deux cavités transmet la totalité de la pompe et réfléchit à 1233,5 nm et à 1475,5 nm.

Le réflecteur de sortie, lui, transmet toute la pompe et réfléchit la totalité de la première onde de Stokes, mais seulement une portion de la deuxième.

Ainsi, pour chaque boucle, le coupleur à réaliser doit répondre à ces trois contraintes. Ceci constitue un défi de taille, d'autant plus que les longueurs d'onde visées couvrent une plage spectrale de plus de 400 nm et que la fabrication des coupleurs, réalisée par fusion à la flamme et par étirage, doit se limiter aux premiers cycles de transmission de manière à s'assurer d'une large plage spectrale réfléchie par les boucles. Des simulations préliminaires ont donc été nécessaires pour vérifier la faisabilité des coupleurs. Nous avons ensuite démontré la possibilité de concevoir et de fabriquer expérimentalement ces composants critiques, ce qui constitue une des contributions principales de ce projet. Les boucles de Sagnac nécessaires à l'assemblage des cavités visées ont donc pu être réalisées.

Une première cavité a été assemblée, émettant à 1475,5 nm. À cette longueur d'onde, la réflectivité de la boucle de sortie est de 56,3 %. Dans le laser, la première onde de Stokes apparaît pour une puissance de pompe de 0,78 W injectée dans la cavité, tandis que la deuxième onde de Stokes présente un seuil de 1,60 W et un rendement de 11,7 %. À la plus grande puissance de pompe injectée lors de la caractérisation, soit 2,80 W, la puissance de sortie à 1475,5 nm est de 0,13 W. Ces caractéristiques observées sont en bon accord avec les résultats des simulations. Ces dernières ont été réalisées sans aucun ajustement des paramètres (mesurés expérimentalement).

Le rendement particulièrement faible de la première cavité s'explique en partie par une longueur de cavité non optimale, mais surtout du fait que le coefficient de réflexion de la boucle de sortie est trop grand, ce que des simulations confirment. Le deuxième laser assemblé utilise donc à sa sortie la boucle de Sagnac ne réfléchissant que 24,6 % de la puissance de la deuxième onde de Stokes. Or, dans ce cas, le spectre en réflexion des boucles de Sagnac favorise l'émission autour de 1305 nm (décalage Raman entre 13 et 15 THz caractéristique de la silice) plutôt qu'à 1475,5 nm. Plus exactement,

à partir d'une puissance de pompe injectée de 1,90 W, la cavité commence à laser à 1298,5 nm avec un rendement de 1,3 %, puis, après avoir atteint un second seuil de 2,27 W, la nouvelle longueur d'onde d'émission favorisée devient progressivement 1313 nm. À partir de 3 W, seul le pic d'émission à 1313 nm subsiste, avec un rendement du laser de 2,7 %, pour donner, par exemple, à une puissance de pompe injectée de 3,4 W, une puissance de sortie de 0,04 W.

Ce deuxième laser voit donc sa longueur d'onde d'émission changer en fonction de la puissance de pompe injectée dans la cavité. Cette accordabilité pourrait être explorée davantage en jouant sur le seuil de la cavité à différentes longueurs d'onde. Ceci revient à optimiser les réponses des réflecteurs en se basant sur la différence entre le gain et les pertes dans la cavité sur une grande plage spectrale.

Dans un autre ordre d'idée, l'optimisation du réflecteur de sortie de la deuxième cavité peut aussi se révéler pertinente si, tout en conservant une réflexion d'environ 25 % à 1475,5 nm, on est en mesure de diminuer la réflexion autour de 1305 nm. La puissance de sortie du laser à 1475,5 nm s'en trouverait fortement augmentée, surtout si la longueur de la cavité est elle aussi davantage optimisée, et les pertes aux épissures, réduites.

Dans le même but d'augmenter la puissance de sortie et de s'assurer d'une émission autour de 1480 nm, il serait intéressant de considérer des alternatives aux cavités présentées, cette fois-ci en utilisant comme réflecteurs à la fois des boucles de Sagnac et des réseaux de Bragg. On chercherait alors à tirer avantage à la fois de la sélectivité des réseaux et de la grande largeur spectrale réfléchie des boucles de Sagnac.

Enfin, la stabilité des cavités réalisées reste à caractériser. Le comportement des boucles de Sagnac à haute puissance (NOLM) pourrait éventuellement être mis à profit pour compenser les variations de puissance dans la cavité. La longueur des boucles devrait alors être modifiée.

En résumé, malgré les limitations soulignées qui laissent place à amélioration, surtout en termes de rendement, nous avons approfondi nos connaissances sur les

cavités Raman cascadées intégrant des boucles de Sagnac, ainsi que sur la fabrication de coupleurs répondant à des contraintes multiples.

Bibliographie

- [1] GRUBB S., ERDOGAN T., MIZRAHI V., STRASSER T., CHEUNG W.Y., REED W. A., LEMAIRE P.J., MILLER A.E., KOSINSKI S.G., NYKOLAK G., BECKER P.C. 1994. « 1,3 μm cascaded Raman amplifier in germanosilicate fibers ». *Proc. Top. meeting: Optical amplifiers applications*. Breckenridge:Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc. PD3-1, P. 187.
- [2] DIANOV, E.M., GREKOV, M.V., BUFETOV, I.A., VASILIEV, S.A., MEDVEDKOV, O.I., PLOTNICHENKO, V.G., KOLTASHEV, V.V., BELOV, A.V., BUBNOV, M.M., SEMJONOV, S.L., PROKHOROV, A.M. 1997. « CW high power 1.24 μm and 1.48 μm Raman lasers based on low loss phosphosilicate fibre ». *Electronics Letters*. 33:18. 1542-1544.
- [3] GRIGORYANTS, V.V., DAVYDOV, B.L., ZHABOTINSKI, M.E., ZOLIN, V.F., IVANOV, G.A., SMIRINOV, V.I., CHAMOROVSKI, YU.K. 1977. « Spectra of stimulated Raman scattering in silica-fibre waveguides ». *Optical and Quantum Electronics*. 9-4. 351-352.
- [4] SAULNIER, E., GODBOUT, N., LACROIX, S. 2004. « Simultaneous measurement of spontaneous and stimulated Raman scattering in optical fibers », *Proceedings of the SPIE: Photonics North 2004*. Ottawa: SPIE. 5577-24.
- [5] SAULNIER, E. 2004. *Réalisation et caractérisation d'un laser haute-puissance tout-fibre par cascades Raman*. 91p. Mémoire de maîtrise en génie physique, École Polytechnique de Montréal.

- [6] AGRAWAL, G.P. 2001. *Nonlinear fiber optics*. 3^e éd. San Diego: Academic Press. 466p.
- [7] AUBE, M., BURGOYNE, B., GODBOUT, N., LACROIX, S. 2005. « Raman fiber laser using spectrally shaped multi-wavelength fiber loop mirrors ». *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2005)*. Washington: Optical Society of America. 1, P. 671-673.
- [8] MARCUSE, D. 1991. *Theory of dielectric optical waveguides*. 2^e éd. Toronto : Academic Press, 1991. 380p.
- [9] BURES, J., LACROIX, S., DAXHELET, X. 2002. *Optique intégrée et fibres optiques : Notes de cours : cours PHS4202*. 3^e éd. Montréal: École Polytechnique de Montréal. 120p.
- [10] MORTIMORE, D.B. 1988. « Fiber loop reflectors ». *Journal of Lightwave Technology*. 6:7. 12171224.
- [11] GONTHIER, F. 1993. *Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales*. 333p. Thèse de doctorat en génie physique, École Polytechnique de Montréal.
- [12] LOVE, J.D, HENRY, W.M., STEWART, W.J., BLACK R.J, LACROIX S., GONTHIER F. 1991. « Tapered single-mode fibres and devices: Part 1. Adiabaticity criteria » *IEE Proceedings Pt.J: Optoelectronics*. 138:5. 343-354.
- [13] BIRKS, T.A., LI, Y.W. 1992. « The shape of fiber tapers ». *Journal of Lightwave Technology*. 10:4. 432-438.
- [14] PONE, E., DAXHELET, X., LACROIX S. 2004. « Refractive index profile of fused-tapered fiber couplers » *Optics Express*. 12:13. 2909-2918.

- [15] IPPEN, E.P. 1970. « Low-power quasi-cw Raman oscillator ». *Applied Physics Letters*. 16:8. 303-305.
- [16] STOLEN, R.H., IPPEN, E.P., TYNES, A.R. 1972. « Raman oscillation in glass optical waveguide ». *Applied Physics Letters*. 20:2. 62-64.
- [17] STOLEN, R.H., IPPEN, E.P. 1973. « Raman gain in glass optical waveguides » *Applied Physics Letters*. 22:6. 276-281.
- [18] DIANOV, E.M. 2002. « Advances in Raman fibers ». *Journal of Lightwave Technology*. 20:8. 1457-1462.
- [19] GALEENER, F.L., MIKKELSEN, J.C. JR., GEILS, R.H., MOSBY, W.J. 1978. « The relative Raman cross sections of vitreous SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 and P_2O_5 [for application in fibre Raman lasers] ». *Applied Physics Letters*. 32:1. 34-36.
- [20] DIANOV, E.M., PROKHOROV, A.M. 2000 « Medium-power CW Raman fiber lasers ». *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 6:6 1022-1028.
- [21] PO, H., SNITZER, E., TUMMINELLI, R., ZENTENO, L., HAKIMI, F., CHO, N.M., HAW, T. 1989. « Double-clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAs phased array ». *Technical Digest Series: Optical Fiber Communication Conference (OFC 1989)*. Washington: Optical Society of America. 5, PD07.
- [22] HILL, K.O., FUJII, Y., JOHNSON, D.C., KAWASAKI, B.S. 1978. « Photosensitivity in optical fibre Waveguides: Application to reflection filter fabrication ». *Applied Physics Letters*. 32:10. 647-649.
- [23] MELTZ, G., MOREY, W.W., GLENN, W.H. 1989. « Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method ». *Optics Letters*. 14:15. 823-825.

- [24] INNIS, D., DIGIOVANNI, D.J., STASSER, T.A., HALE, A., HEADLEY, C., STENTZ, A.J., PEDRAZZANI, R., TIPTON, D., KOSINSKI, S.G., BROWNLOW, D.L., QUOI, K.W., KRANZ, K.S., HUFF, R.G., ESPINDOLA, R., LEGRANGE, J.D., JACOBOWITZ-VESELKA, G. 1997. « Ultrahigh-power single-mode fiber lasers from 1,065 to 1,472 μm using Yb-doped cladding-pumped and cascaded Raman lasers ». *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 1997)*. Washington: Optical Society of America. CPD-31.
- [25] DIANOV, E.M., BUFETOV, L.A., BUBNOV, M.M., GREKOV, M.V., VASILIEV, S.A., MEDVEDKOV, O.I. 2000. « Three-cascaded 1407-nm Raman laser based on phosphorus-doped silica fiber ». *Optics Letters*. 25:6. 402-404.
- [26] STOLEN, R.H., LIN, C., SHAH, J., LEHENY, R.F. 1978. « A fiber Raman ring laser ». *IEEE Journal of Quantum Electronics*. QE-14:11. 860-862.
- [27] DESURVIRE, E, IMAMOGLU, A, SHAW, H.J. 1987. « Low-threshold synchronously pumped all-fiber ring Raman laser ». *Journal of Lightwave Technology*. 5:1. 89-96.
- [28] DE MATOS, C.J.S., CHESTNUT, D.A., REEVES-HALL, P.C., KOCH F., TAYLOR J.R. 2001. « Multi-wavelength, continuous wave fibre Raman ring laser operating at 1.55 μm ». *Electronics Letters*. 37:13. 825-826.
- [29] NILSSON, J., SELVAS, R., BELARDI, W., LEE, J.H., YUSOFF, Z., MONRO, T.M., RICHARDSON, D.J., PARK, K.D., KIM, P.H., PARK, N. 2002. « Continuous-wave pumped holey fiber Raman laser. *Postconference Technical Digest: Optical Fiber Communication Conference (OFC 2002)*. Washington: Optical Society of America. 1, 315-317.
- [30] TRAVERS, J.C., POPOV, S.V., TAYLOR, J.R. 2005. « Efficient continuous-wave holey fiber Raman laser » *Applied Physics Letters*. 87:3. 31106-1-3.

- [31] KRAUSE, M., RENNER, H. 2005. « Theory and design of double-cavity Raman fiber lasers » *Journal of Lighthwave Technology*. 23:8. 2474-2483.
- [32] URQUHART, P. 1989. « Fiber lasers with loop reflectors » *Applied Optics*. 28. 3759-3767.
- [33] MILLER, I.D., MORTIMORE, D.B., URQUHART, P., AINSLIE, B.J., CRAIG, S.P., MILLAR, C.A., PAYNE, D.B. 1987. « A Nd₃₊-doped CW fiber laser using all-fiber reflectors ». *Applied Optics*. 26:11. 2197-2201.
- [34] SUN DIECHI, HU YIMEI, LIANG JIANZHONG, YIN HONGBING, WU SHUJIAN, LIU YOUXING. 2001. « A novel cascaded fiber Raman laser operating at 1240 nm using fiber loop mirror ». *Acta Optica Sinica*. 21:11. 1407-1408.
- [35] HEADLEY, C., AGRAWAL, G.P., éd. 2005. *Raman Amplification in Fiber Communication Systems*. San Diego: Academic Press. 364p.
- [36] KARPOV, V.I., CLEMENTS, W.R.L., DIANOV, E.M., PAPERNYI, S.B. 2000. « High-power 1.48 μm phosphorosilicate-fiber-based laser pumped by laser diodes » *Canadian Journal of Physics*. 78:5-6. 407-413.
- [37] BOUTEILLER, J.C. 2003. « Spectral modeling of Raman fiber lasers ». *IEEE Photonics Technology Letters*. 15:12. 1698-1700.
- [38] KRAUSE, M., CIERULLIES, S., RENNER, H. 2003. « Stabilizing effect of line broadening in Raman fiber lasers » *Optics Communications*. 227:4-6. 355-361.
- [39] DERY, B. 2005. *Réalisation d'un laser à fibre à gain Raman dans l'infrarouge*. 114p. Mémoire de maîtrise en Physique, Université Laval.
- [40] BURGOYNE, B., GODBOUT, N., LACROIX, S. 2005. « Theoretical analysis of nth-order cascaded continuous-wave Raman fiber lasers. II. Optimization and design rules ». *Journal of the Optical Society of America B*. 22:4. 772-776.

- [41] BURGOYNE, B. 2003. *Analyse de lasers Raman tout-fibre : étude de stabilité*. 91p. Mémoire de maîtrise en génie physique, École Polytechnique de Montréal.
- [42] BUFETOV, I.A., BUBNOV, M.M., LARIONOV, Y.V., MELKOUNOV, M.A., RYBALTOVSKY, A.A., SEMJONOV, S.L., DIANOV, E.M. 2002. « 1480 nm two-cascaded highly efficient Raman fiber laser ». *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2002)*. Washington: Optical Society of America. 1, P. 480-481.
- [43] SKUBCHENKO, S.A., VYATKIN, M.Y., GAPONTSEV, D.V. 2004. « High-power CW linearly polarized all-fiber Raman laser ». *IEEE Photonics Technology Letters*. 16:4. 1014-1016.
- [44] MERMELSTEIN, M.D., HEADLEY, C., BOUTEILLER, J.-C., STEINVURZEL, P., FEDER, K., EGGLETON, B.J. 2001. « Configurable three-wavelength raman fiber laser for Raman amplification and dynamic gain flattening » *IEEE Photonic Technology Letters*. 13. 1286-1288.
- [45] NORMANDIN, X., LEPLINGARD, F., BOUROVA, E., LECLERE, C., LOPEZ, T., GUERIN, J.-J., BAYART, D. 2002. « Experimental assessment of phosphosilicate fibers for three-wavelength (1427 nm, 1455 nm, 1480 nm) reconfigurable Raman laser ». *Postconference Technical Digest: Optical Fiber Communication Conference (OFC 2002)*. Washington: Optical Society of America. 1, 9-11.
- [46] ATKINS, R.M., SIMPKINS, R.G., YABLON, A.D. 2003. « Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides ». *Optics Letters*. 28:12. 974-976.
- [47] HAND, D.P., RUSSELL, P.St.J. 1989. « Solitary thermal shock waves and optical damage in optical fibers: the fiber fuse ». *Optics Letters*. 13:9. 767-769.
- [48] LEFEVRE, H.C. 1980. « Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers ». *Electronics Letters*. 16:20. 778-780.

- [49] RASHLEIGH, S.C. 1983. « Origins and controls of polarization effects in single-mode fibers ». *Journal of Lightwave Technology*. 1:2. 312-331.
- [50] AUYEUNG, J., YARIV, A. 1979. « Theory of CW Raman oscillation in optical fibers ». *Journal of the Optical Society of America*. 69:6. 803-807.
- [51] BURGOYNE, B., GODBOUT, N., LACROIX, S. 2005. « Theoretical analysis of nth-order cascaded continuous-wave Raman fiber lasers. I. Model and resolution ». *Journal of the Optical Society of America B*. 22:4. 764-771.
- [52] RINI, M., CRISTIANI, H., DEGIORGIO, V. 2000. « Numerical modeling and optimisation of cascaded CW Raman fiber lasers ». *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 36:10. 1117-1122.
- [53] JACKSON, S.D., MUIR, P.H. 2001. « Theory and numerical simulation of nth-order cascaded Raman fiber lasers ». *Journal of the Optical Society of America B*. 18:9. 1297-1306.
- [54] AGRAWAL, G.P. 2001. *Applications of nonlinear fiber optics*. San Diego: Academic Press. 458p.
- [55] DORAN, N.J., WOOD, D. 1988. « Nonlinear-optical loop mirror ». *Optics Letters*. 13:1. 56-58.
- [56] FERMAN, M.E., HABERL, F., HOFER, M., HOCHREITER, H. 1990. « Nonlinear amplifying loop mirror ». *Optics Letters*. 15:13. 752-754.

Annexe A

Description de la cavité Raman expérimentale et procédure d'assemblage

A.1 Laser pompe : spécifications et moyens de protection

Le laser continu qui permet de pomper à 1060 nm la cavité du laser Raman est un laser à fibre dopée à l'ytterbium, plus spécifiquement le modèle PYL-20M de IPG Photonics Corp. Ses caractéristiques principales sont présentées à l'annexe B.

Aux puissances d'opération nécessaires au projet, des précautions doivent être prises afin d'éviter un phénomène d'effet de mèche (ou « fiber fuse »), c'est-à-dire une destruction catastrophique du cœur de la fibre, qui peut apparaître à une interface ou à un défaut local de la fibre. À l'interface, la présence de poussière, d'huile ou de revêtement antiréflexif augmente les risques d'apparition de ce phénomène. L'effet de mèche est alors initié si la densité de puissance dans la fibre est de l'ordre de $1 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$ (dans la fibre PureModeTM utilisée, à 1060 nm, la puissance correspon-

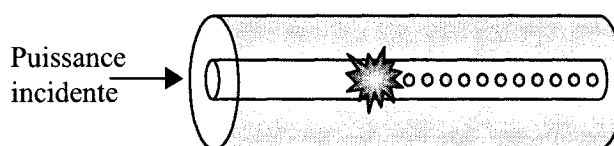


Figure A.1 : Effet de mèche dans une fibre optique. Une petite boule de plasma est initiée dans la fibre, par exemple suite à la surchauffe d'un défaut dans la fibre. Cette boule se déplace vers l'origine du faisceau, laissant sur son chemin un train de bulles d'air au cœur de la fibre.

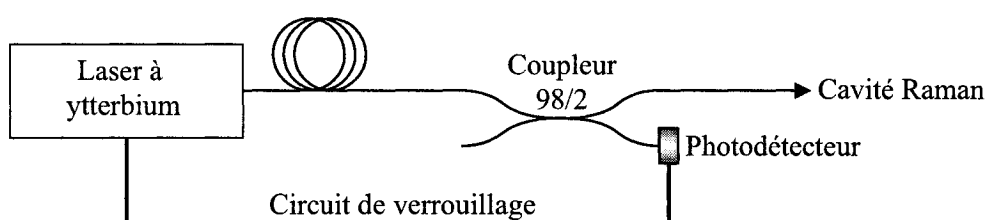


Figure A.2 : Système de protection permettant de parer le laser à ytterbium d'un éventuel effet de mèche. Si une boule de plasma générée dans la cavité Raman détruit le coupleur 98/2, le détecteur ne reçoit plus de puissance, ce qui active le circuit de verrouillage. Ce circuit permet d'éteindre alors le laser, ce qui interrompt donc la boule de plasma dans sa course avant qu'elle n'atteigne le laser.

dante est d'un peu moins que 1 W). Il se produit alors une petite boule de plasma dans le cœur de la fibre, correspondant à une élévation de température jusqu'à environ 5400 K, assez pour vaporiser le cœur. Le plasma absorbe très efficacement la lumière du côté où le faisceau est incident et se déplace donc vers la source à une vitesse de l'ordre de 1 m/s (figure A.1). Le verre de l'autre côté du plasma se solidifie, résultant en un train de bulles dans le cœur [46,47]. Sans défaut de la fibre ou faiblesses aux interfaces, le guide peut supporter de plus grandes densités de puissance.

Conscient du problème d'effet de mèche, Éric Saulnier a installé un système de protection qui est représenté à la figure A.2. En condition d'opération normale, 2 % de la puissance de la pompe atteint le détecteur, qui permet alors l'opération du laser. Si, dans la cavité Raman, une boule de plasma est créée, elle se déplace vers la pompe en brûlant le cœur de la fibre sur son passage. Lorsqu'elle atteint le coupleur

98/2, elle le détruit, ce qui fait que le détecteur (Thorlabs PDA55) ne reçoit plus de puissance de la pompe et déclenche le verrouillage (interlock) du laser à ytterbium. Entre le coupleur et le laser pompe, quelques mètres de fibre sont insérés ce qui laisse le temps au système de verrouillage d'être déclenché pour interrompre l'émission de la pompe et arrêter conséquemment dans sa course la boule de plasma avant qu'elle n'atteigne et ne détruise le laser à ytterbium.

Le fabricant prévient que les rétroréflexions peuvent contribuer à dégrader la performance du laser à ytterbium ou causer une défaillance. Le faisceau qui retourne vers la pompe est principalement constitué des réflexions à 1060 nm des boucles d'entrée et de sortie (2 % pour le premier laser, 14 % pour le deuxième laser) et, en moindre importance, de celles dues aux épissures entre fibres différentes (PureMode™ et fibre dopée au phosphore). Le laser est en mesure de supporter les rétroréflexions par exemple dues à un connecteur (maximum de 4 %), mais pas celles mentionnées plus haut, provenant de la cavité Raman.

Un isolateur à 1060 nm, le modèle IO-F-1060 de la compagnie OFR Inc. est donc placé entre la pompe et la boucle de Sagnac d'entrée. Le fabricant l'ayant garanti jusqu'à 3 W, mais d'autres utilisateurs l'ayant testé jusqu'à 5 W, nous nous sommes limités à des puissances pompe allant jusqu'à 4,5 W. Quant aux rétroréflexions à 1233,5 ou à 1475,5 nm, pour lesquelles l'isolateur n'est pas effectif, elles sont éliminées en partie par le coupleur du système de verrouillage.

A.2 Assemblage de la cavité

A.2.1 Épissures

Pour optimiser les réflecteurs et minimiser les pertes dans la cavité Raman, il importe de veiller à quelques points critiques lors de l'assemblage. Avant tout, mentionnons que, dans le but de diminuer la puissance de seuil, il faut minimiser les pertes en tout point, particulièrement aux épissures qui doivent être tentées à plusieurs reprises

jusqu'à obtenir des pertes minimales. En particulier, la valeur de l'arc électrique nécessaire doit être trouvée avec soin pour la fusionneuse Fitel S-182K. Un tel soin est bien sûr aussi de mise pour les clives destinées à l'épissure. Notons aussi que tout câble de raccordement utilisé (« patch cord ») doit être en PureModeTM, vu les longueurs d'onde d'opération.

A.2.2 Contrôleurs de polarisation

Afin que les deux ondes se propageant dans la boucle de Sagnac puissent interférer au deuxième passage dans le coupleur et permettre, par exemple pour un coupleur 50:50, une réflexion totale, il importe que ces ondes aient la même polarisation. Sinon, si elles sont polarisées orthogonalement, elles n'interfèrent pas et le coupleur se comporte de façon indépendante pour chaque onde. Dans l'exemple d'une boucle intégrant un coupleur 50:50, seulement 50 % de la lumière serait réfléchi (plutôt que 100 % pour des polarisations parallèles).

Vu que, en pratique, une boucle présente une certaine courbure et des torsions qui peuvent affecter la polarisation, il est nécessaire d'y insérer un contrôleur de polarisation (CP) pour obtenir la réponse visée en réflexion. De plus, ce contrôleur doit pouvoir ajuster la polarisation de la même façon sur toute la plage spectrale concernée, donc doit être le moins possible dépendant de la longueur d'onde.

Un premier type de CP, basé sur les boucles de Lefèvre [48], tire profit de la biréfringence apparaissant dans la fibre lorsqu'elle présente une courbure d'un rayon R assez petit. Ce contrôleur correspond à un dispositif composé de trois enroulements successifs de la fibre qui peuvent être orientés les uns par rapport aux autres de manière à engendrer pour l'onde incidente la modification de polarisation désirée (voir la figure A.3). Les trois enroulements ont respectivement des effets similaires à des lames quart-d'onde, demi-onde et quart-d'onde, ce qui fait de ce dispositif un CP universel dans le sens qu'il permet donc d'obtenir, à partir d'une polarisation quelconque, toutes les autres polarisations. Or, l'effet du dispositif sur un signal

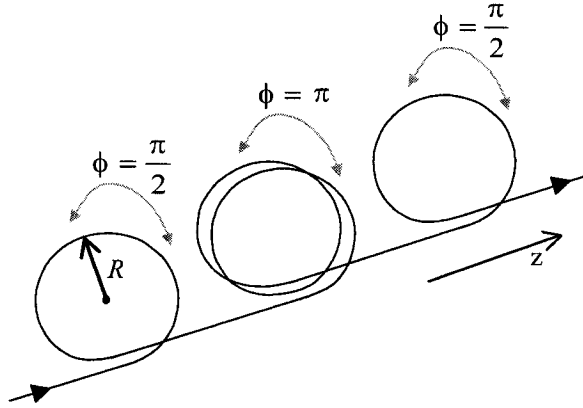


Figure A.3 : Boucles de Lefèvre. Trois enroulements successifs de fibre peuvent être orientés l'un par rapport à l'autre (par rotation autour de l'axe z) pour modifier la polarisation de la façon désirée. Dans ce cas-ci, la série d'enroulements de rayon R , composée d'une boucle, de deux boucles puis d'une boucle, permet d'obtenir un déphasage respectivement de $\pi/2$, de π puis de $\pi/2$ entre les deux polarisations.

dépend fortement de la longueur d'onde de ce dernier, surtout que le déphasage entre les deux composantes de l'onde polarisées orthogonalement dans la fibre s'accumule sur une bonne longueur de fibre biréfringente, soit la longueur de tous les enroulements successifs.

Comme les boucles de Lefèvre imposent des changements drastiques à la polarisation incidente, d'où une réponse fortement dépendante de la longueur d'onde, une meilleure solution réside dans un CP provoquant seulement un léger ajustement de polarisation, surtout si l'application implique de considérer une large plage spectrale. Il peut être alors avantageux de considérer un CP à pression, qui agit comme suit : sur une certaine longueur de fibre, deux plaques parallèles compressent celle-ci pour générer une biréfringence dans le plan transverse de la fibre [49]. Le dispositif est illustré à la figure A.4. Dans ce cas-ci, les perturbations peuvent être très faibles, d'où une très petite différence absolue entre les changements de polarisation aux différentes longueurs d'onde considérées. Un tel CP se révèle donc intéressant pour la présente application, qui porte sur une plage spectrale de plus de 400 nm, mais il importe alors de limiter les courbures et les contraintes dans le reste de la boucle de manière à ne

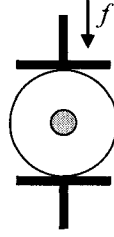


Figure A.4 : Contrôleur de polarisation par pression. Deux plaques parallèles compressent la fibre avec une force f pour créer une biréfringence et modifier la polarisation du signal incident.

pas nécessiter de trop grandes corrections de la polarisation.

A.2.3 Procédure d'assemblage

La première étape consiste à installer la boucle d'entrée. Les deux branches de sortie du coupleur sont reliées par une épissure. Un CP par pression est inséré dans la boucle, sans que beaucoup de pression ne soit encore appliquée. La boucle, le CP et le coupleur sont ensuite fixés afin de s'assurer que la fibre de la boucle ne bouge d'aucune façon. Dans le cas contraire, la polarisation dans la boucle, et donc la réponse spectrale du réflecteur, serait sujette à des modifications, par exemple suite à un léger déplacement non volontaire de celle-ci.

Une des branches libres du coupleur est ensuite connectée à une source blanche, tandis que l'autre est connectée à l'OSA. La partie mobile du CP est tournée sur elle-même, la pression est ajoutée par petits incréments, jusqu'à obtenir le meilleur contraste en transmission à l'OSA pour cette boucle de Sagnac, donc la meilleure réflexion à chacune des deux ondes de Stokes considérées.

Une installation similaire s'impose pour la boucle de sortie. Par la suite, les deux boucles sont connectées, de part et d'autre, au rouleau de fibre dopée au phosphore. Un soin particulier est porté à ces épissures critiques. La branche libre du réflecteur d'entrée se trouve à être l'entrée de la cavité, connectée à la sortie de l'isolateur. La

dernière branche libre est quant à elle la sortie de la cavité, connectée aux appareils de mesure.

A.3 Moyens de caractérisation de la cavité

La sortie du laser peut par exemple être dirigée vers le monochromateur SpectraPro TM 500 de Acton Research Corp. En observant la puissance de sortie à 1233,5 nm et en tentant de la minimiser par un ajustement plus fin de l'angle du CP de la boucle de sortie, la réflexion de la boucle est optimisée pour confiner davantage la première onde de Stokes dans la cavité et permettre un plus grand transfert de puissance à 1475,5 nm. À ce point, aucun ajustement ne doit être fait sur la boucle d'entrée, car une telle manipulation risquerait de diminuer la qualité de réflexion des ondes de Stokes, renvoyant alors trop de puissance dans le laser pompe.

Bien que le monochromateur puisse recevoir de grandes puissances, il présente plusieurs limites, que ce soit les pertes importantes, qui de plus varient en fonction de la longueur d'onde, la résolution spectrale de l'ordre du nanomètre (ordre de grandeur des particularités à observer dans le spectre) ou le jeu dans le positionnement du réseau du monochromateur (« backlash »), qui résulte en une incertitude sur les mesures de longueurs d'onde. La caractérisation a donc plutôt été réalisée à l'aide des spectres pris à l'OSA, ces mesures ayant été calibrées en testant auparavant la puissance de la sortie du laser pompe au puissance-mètre et en supposant que les pertes de l'OSA à 1060 nm seraient les mêmes sur toute la plage spectrale d'intérêt.

A.3.1 Atténuateurs

Avant de diriger le faisceau dans un de ces deux appareils, une importante atténuation s'impose. L'OSA peut recevoir une puissance maximale de 100 mW tandis que le puissance-mètre est limité à 10 mW (voir annexe B). Considérant que la puissance injectée est environ de 4,5 W, ce qui correspond à la puissance maximale qui pourrait

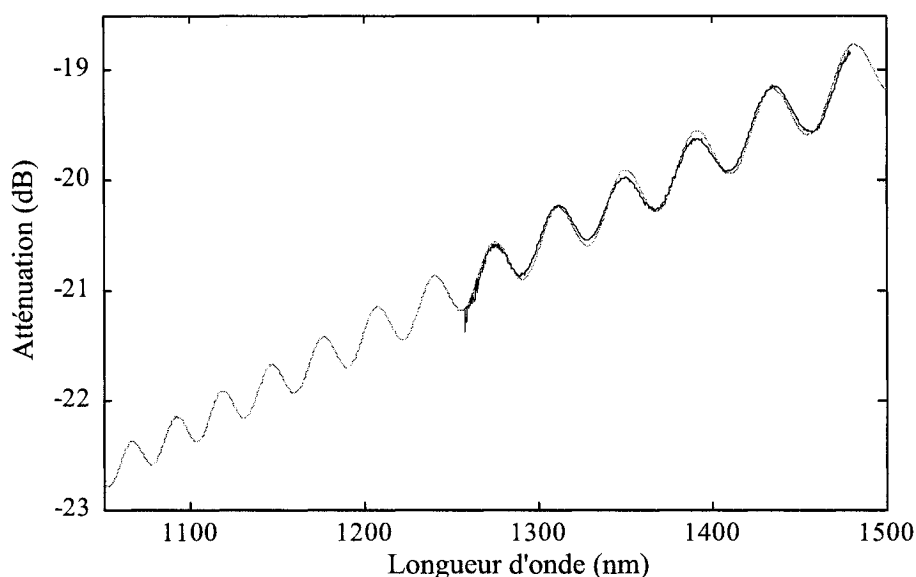


Figure A.5 : Premier type d'atténuateur réalisé en distançant les férules de deux connecteurs. La mesure expérimentale de l'atténuation (trait noir) se compare bien au comportement théorique d'une cavité Fabry-Pérot de 0,023 mm (trait gris). Cette dernière courbe est prolongée pour couvrir la plage spectrale d'intérêt.

sortir de la cavité, une atténuation d'environ 17 dB s'impose avant de diriger la sortie dans l'OSA. Pour ce qui est de la calibration faite au puissance-mètre, elle a été faite à moins de 1 W de pompe, avec le même atténuateur. Afin de respecter un facteur de sécurité, un atténuateur de 20 dB est visé.

Pour le premier laser Raman réalisé, l'atténuateur était constitué de deux connecteurs FC/APC alignés mais très légèrement distancés l'un de l'autre. Une telle jonction est fixée méticuleusement à l'aide de ruban adhésif. Bien que le système soit assez primaire, l'atténuation, revérifiée fréquemment, restait constante tout au long des mesures. Elle est présentée à la figure A.5. La courbe a été prolongée afin d'obtenir une estimation de l'atténuation aussi autour de 1060 nm et de 1233,5 nm.

La courbe présente des oscillations caractéristiques de la cavité Fabry-Pérot à laquelle peut s'assimiler le dispositif. À partir des oscillations du spectre, il est possible de déduire qu'un espacement de 0,023 mm entre les férules des connecteurs a été

nécessaire afin d'obtenir une telle atténuation.

L'atténuateur qui vient d'être décrit présente quelques problèmes. En plus des oscillations indésirables, le dispositif crée une importante perte d'énergie localisée. Les connecteurs chauffant alors beaucoup, on peut craindre les effets négatifs d'une dilatation thermique, en plus des dommages possibles aux connecteurs.

Un autre type d'atténuateur a donc été utilisé pour caractériser le deuxième laser Raman. Le dispositif était cette fois-ci constitué d'une série de sept épissures, chacune présentant des pertes importantes car réalisées en décalant plus ou moins l'axe d'un cœur par rapport à l'autre. La lumière est alors perdue dans la gaine optique et finalement absorbée par la gaine de plastique. La série d'épissures se caractérise environ comme suit : la première permet une atténuation de 0,15 dB, la deuxième de 2,5 dB, puis de 4 dB, de 6,5 dB, de 4 dB, de 2,5 dB et de 0,15 dB. L'atténuation doit en effet être faible au début, quand la puissance du signal est encore forte, afin de ne pas occasionner de défauts avec risques d'effet de mèche. L'atténuation résultante est présentée à la figure A.6. La faible puissance de la source utilisée pour la caractérisation explique le bruit lié à l'évaluation de l'atténuation. Il faut s'attendre à ce que cette erreur sur les mesure se reflète dans les incertitudes sur les valeurs de puissance mesurées par la suite.

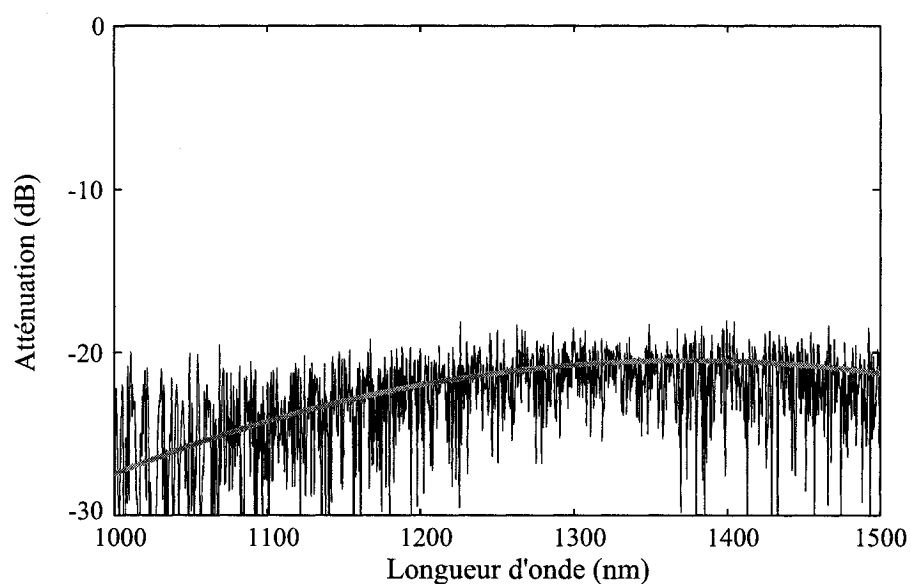


Figure A.6 : Deuxième type d'atténuateur composé d'une série de sept épissures. Le spectre de l'atténuation mesuré expérimentalement (trait noir) est très bruité, vu la faible puissance de la source blanche utilisée. Un moyennage s'impose (trait gris) afin d'obtenir une courbe d'atténuation pouvant être utilisée pour la correction des spectres d'émission du laser.

Annexe B

Caractéristiques des fibres, des dispositifs et des appareils utilisés

B.1 Fibres

B.1.1 Fibre dopée au phosphore

Fibre amplificatrice intégrée dans les cavités Raman assemblées qui sont présentées au chapitre 2. Cette fibre nous a été fournie par l'Institut National d'Optique (Québec). Ses caractéristiques principales sont énumérées au tableau B.1, son spectre d'atténuation est montré à la figure B.1 et son profil d'indice, à la figure B.2. Sa courbe de gain Raman a été mesurée par Éric Saulnier et est présentée à la figure 2.2 du chapitre 2.

B.1.2 Fibre PureModeTM HI 1060

Fibre utilisée dans les lasers assemblés et dans les composants fabriqués, partout où la plage spectrale d'opération passe en deçà de la longueur d'onde de coupure de la fibre SMF-28 habituelle, soit 1260 nm. La PureModeTM HI 1060 est anciennement connue sous le nom de Flexcore 1060. Ses caractéristiques principales sont énumérées

Tableau B.1 : Paramètres de la fibre dopée au phosphore.

fabricant	Institut National d'Optique
modèle	650-14049, aussi appelé 650B2
longueur	606 m
diamètre du cœur	3,7 μm
diamètre de la gaine optique	125 μm
MFD à 1550 nm	7,8 μm
concentration de P_2O_5	15,3 mol %
ouverture numérique	0,18
λ de coupure	855 nm
atténuation à 1550 nm	1,5 dB/km

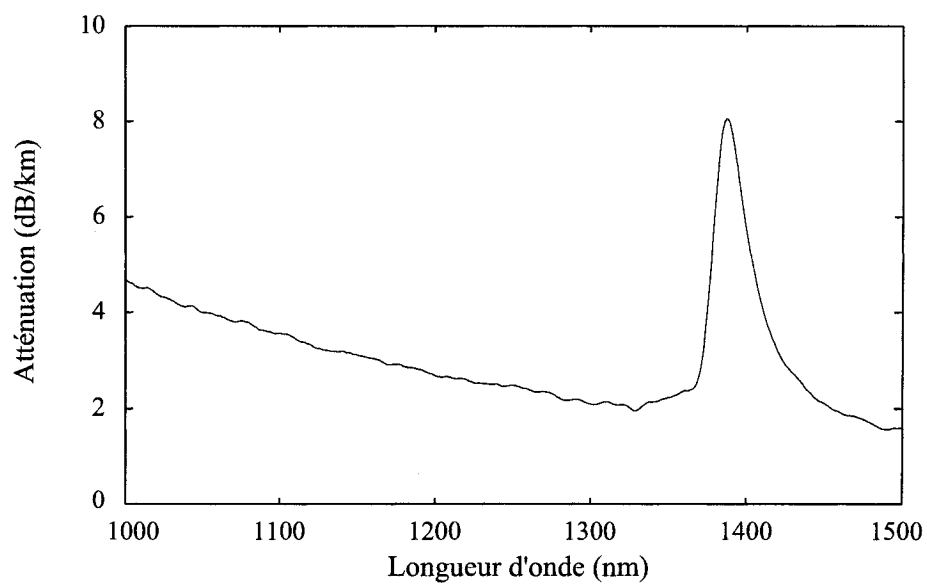


Figure B.1 : Spectre d'atténuation de la fibre dopée au phosphore.

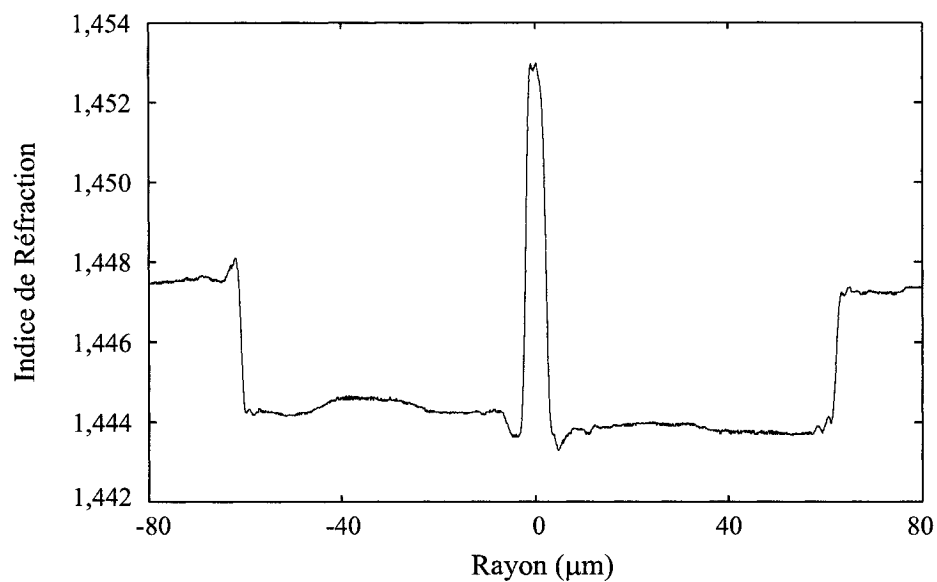


Figure B.2 : Profil d'indice de la fibre dopée au phosphore (mesure de Stéphane Laforte).

aux tableaux B.2 et B.3, tandis que son profil d'indice est montré à la figure B.3.

Tableau B.2 : Paramètres de la fibre PureMode™ HI 1060.

fabricant	Corning Inc.
modèle	PureMode™ HI 1060
diamètre de la gaine optique	125 μm
MFD à 1060 nm	6,2 μm
MFD à 1550 nm	9,9 μm
ouverture numérique	0,14
λ de coupure	920 nm
atténuation à 1060 nm	1,5 dB/km

Tableau B.3 : Indices de réfraction de la fibre PureMode™ HI 1060 (fournis par le fabricant).

longueur d'onde	indice du cœur	indice de la gaine
1550 nm	1,4505	1,4440
1480 nm	1,4513	1,4449
1240 nm	1,4541	1,4476
1060 nm	1,4562	1,4497

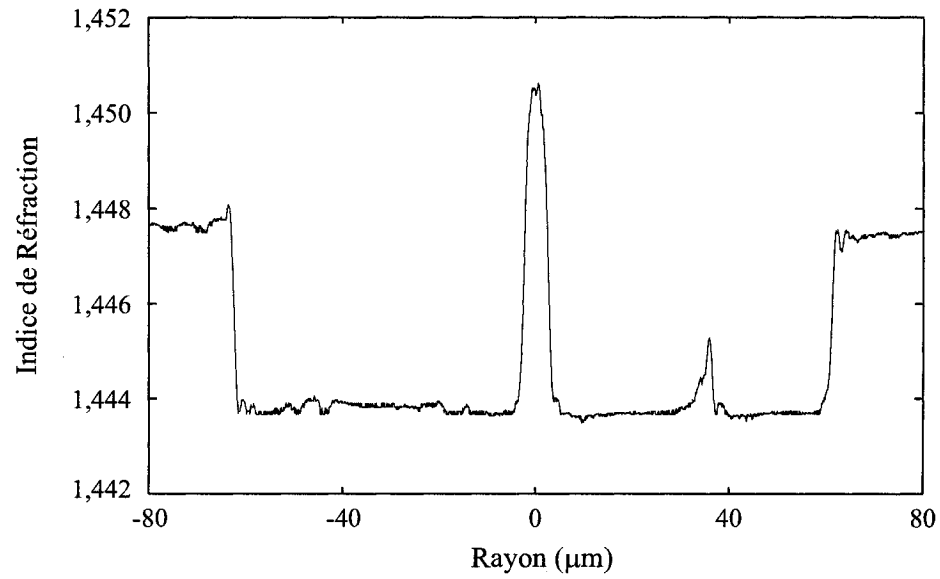


Figure B.3 : Profil d'indice de la fibre PureMode™ HI 1060 (mesure de Stéphane Laforte).

Tableau B.4 : Caractéristiques du laser à l'ytterbium.

fabricant	IPG Photonics Corp.
modèle	PYL-20M
puissance maximale	21 W
mode d'opération	continu
longueur d'onde centrale	1059,9 nm
largeur spectrale à mi-hauteur	en moyenne 0,15 nm mais peut aller jusqu'à 1,5 nm
état de polarisation à la sortie	aléatoire
fibre à la sortie du laser	Flexcore 1060

B.2 Dispositifs actifs

B.2.1 Laser à l'ytterbium

Laser utilisé comme pompe pour les lasers Raman présentés au chapitre 2. Ses caractéristiques sont présentées au tableau B.4.

B.2.2 Source blanche

Source utilisée pour la fabrication et pour la caractérisation des boucles de Sagnac. La source a été fabriquée au laboratoire, vu qu'il est difficile de se procurer une source aussi large commercialement. Elle est composée d'une ampoule halogène dans une enceinte permettant de coupler le plus possible la lumière dans une fibre et ce, à l'aide d'un miroir courbe et d'un objectif de microscope. Le modèle de l'ampoule est le 24-250-24L de Microlite Scientific (24 V, 250 W), alimenté dans ce cas-ci à 12 V. Le spectre de la lumière qu'il a été possible de coupler dans la fibre est présenté à la figure B.4.

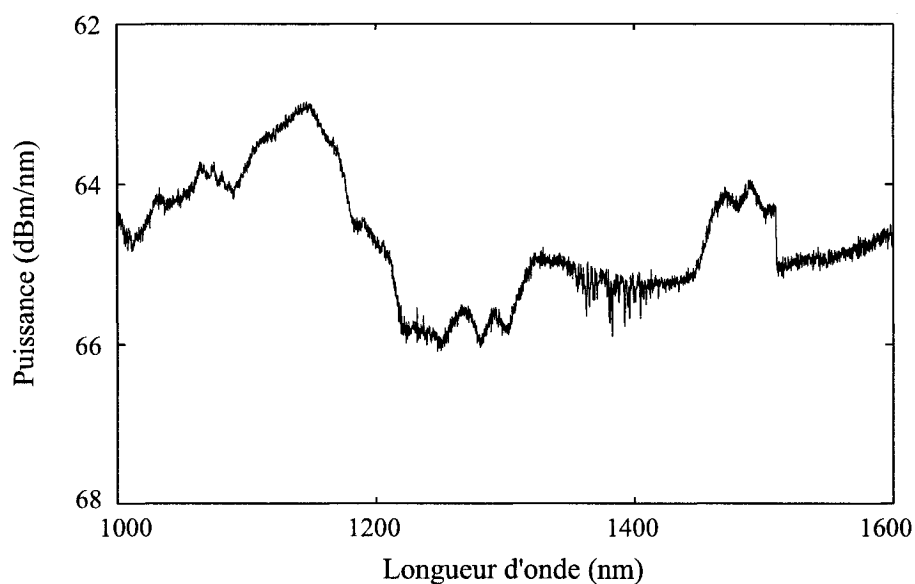


Figure B.4 : Spectre la portion de lumière de la source blanche couplée dans une fibre PureMode™.

B.3 Dispositifs passifs

B.3.1 Isolateur

Dispositif utilisé pour éviter les rétroréflexions vers le laser à ytterbium lors du pompage des cavités Raman. Ses caractéristiques sont présentées au tableau B.5.

Tableau B.5 : Caractéristiques de l'isolateur à 1060 nm.

fabricant	Optics for Research, Inc.
modèle	IO-F-1060
longueur d'onde	1060 nm \pm 10 nm
puissance maximale	3 W CW
isolation	35 dB
pertes d'insertion (IL)	1,5 dB
pertes par réflexion (RL)	Entrée : 51 dB / Sortie : 51 dB
pertes dépendantes de la polarisation (PDL)	0,05 dB
fibre aux extrémités de l'isolateur	fibre monomode à 1060 nm

B.3.2 Contrôleur de polarisation à pression

Nous avons utilisé dans la cavité des contrôleurs de polarisation en ligne sans fibre (la fibre devait être insérée par la suite), soit le modèle FPC-100 de Oz Optics Ltd.

B.4 Appareils d'assemblage

B.4.1 Cliveuse

Fitel S-323.

B.4.2 Fusionneuse

Fitel S-182K.

B.4.3 Colle pour fixer les coupleurs

Colle à base d'acrylique, polymérisée à l'UV (modèle ABLELUX AA50T des Laboratoires Ablestik).

B.5 Appareils de mesure

B.5.1 Analyseur de spectre optique (OSA)

Les spectres optiques présentés dans ce mémoire ont été pris avec un OSA dont les spécifications se retrouvent au tableau B.6.

B.5.2 Monochromateur

Avant d'être prises à l'OSA, les mesures de la sortie des lasers Raman du projet ont été réalisées avec un monochromateur dont les caractéristiques sont présentées au tableau B.7.

Tableau B.6 : Caractéristiques de l'analyseur de spectre optique (OSA).

fabricant	ANDO Electric Co.
modèle	AQ 6317
plage spectrale accessible	600 à 1700 nm
précision sur la longueur d'onde	$\pm 0,5$ nm
résolution maximale	0,015 nm
gamme de puissance mesurable	de -80 dBm à +20 dBm
dépendance en polarisation	$\pm 0,05$ dB

Tableau B.7 : Caractéristiques du monochromateur.

fabricant	Acton Research Corp.
modèle	SpectraPro 500
longueur focale	500 mm
réseau	600 rainures/mm
plage de balayage	650 à 1800 nm
longueur d'onde de blaze	1000 nm
résolution	0,05 nm @ 1000 nm
précision sur la longueur d'onde	$\pm 0,2$ nm
répétabilité	$\pm 0,05$ nm

Tableau B.8 : Caractéristiques des photodétecteurs.

	Photodétecteur faible puissance	Photodétecteur haute puissance
fabricant	Ophir Optronics Ltd.	
modèle	PD300-IR	3A-P-CAL-SH
type	photodiode au germanium	tête thermique
plage spectrale	800 à 1800 nm	0,15 à 6 μm
plage de puissance (CW)	5 nW à 300 mW	60 mW à 3 W

Tableau B.9 : Caractéristiques de la torche.

fabricant	The Little Torch TM
modèle	12-1401-07
grandeur du bec	7
longueur estimée de la flamme	7 pouces
diamètre de l'orifice du bec	0,047 pouce

B.5.3 Photodétecteurs

Les mesures au monochromateur nécessitent des photodétecteurs, un pour les faibles puissances et un pour les puissances élevées. Les caractéristiques de ces appareils sont présentées au tableau B.8.

B.6 Montage d'étirage de coupleur

B.6.1 Torche

La torche d'où sort la flamme permettant la fabrication du coupleur présente les caractéristiques énumérées au tableau B.9.

B.6.2 Platines de translation de précision

Sur le schéma du montage d'étirage de coupleur, présenté à la figure 1.7 du chapitre 1, trois platines de translation (X, Y et Z) servent au positionnement de

Tableau B.10 : Caractéristiques des platines.

Platines	Moteur	Entraînement du moteur	Résolution	Vitesse	Course
X et Z	UE404CC	courant continu	1 μm	20 mm/s	100 mm
Y	UE31PP	pas à pas (pilotage en pas entier)	0,1 μm	2 mm/s	50 mm
G et D	UE30CC	courant continu	0,1 μm		100mm

la torche, tandis que deux platines de translation (G et D) servent à l'étirage. Elles sont toutes fabriquées par Newport/Klinger Corp. et le tableau B.10 présente leurs caractéristiques. Les moteurs X et Z sont du modèle UTM100CC1HL.001MM.

Le mouvement des platines est contrôlé à l'aide du contrôleur de moteur MD4 (DC/Stepper Motor Driver) et par l'entremise de modules d'interface standards Motion Master 2000. Ces appareils sont aussi fabriqués par Newport/Klinger Corp.

B.6.3 Débitmètres

Les débitmètres (ou régulateur de débit massique), régulant l'alimentation de la torche en oxygène et en propane, sont du modèle UFC-1500 de Unit Instruments Inc. Le débitmètre pour l'oxygène permet un débit maximal de 100 sccm (standard centimètre cube par minute), tandis que pour le propane, il est de 50 sccm.

Un contrôleur de débitmètres (URS-100-5 de Unit Instruments Inc.) permet d'ajuster à un rapport 2:1 les débits volumiques de l'oxygène et du propane.

B.6.4 Programme de contrôle et d'acquisition

Le montage d'étirage de coupleur est commandé par l'application *ÉTIREUR DE COUPLEURV2.VI*, programmée en LabVIEW, qui acquisitionne aussi les positions des moteurs en temps réel. Le programme permet, entre autres, de créer des recettes et de les transmettre au contrôleur de moteur MD4.

Annexe C

Modélisation d'une cavité Raman à deux cascades

Nous survolons dans cette annexe les équations propres au laser Raman. Ces équations permettent de simuler le comportement des différentes cavités assemblées. Les résultats de ces simulations sont présentés aux figures 2.6 et 2.11 et correspondent à la puissance de sortie (équation C.10) pour différents paramètres de cavité. Ces résultats servent, entre autres, à optimiser les cavités.

AuYeung et Yariv [50] ont été les premiers à poser les équations pour modéliser un laser à fibre à effet Raman. Les équations présentées ici proviennent des travaux de Burgoyne *et al.* [51], inspiré des développements proposés dans les dernières années [52,53].

Ces équations partent d'un modèle analytique en régime continu. Ce modèle considère des ondes monochromatiques, négligent l'élargissement ainsi que la réflexion de la pompe au réflecteur de sortie. La cavité étudiée présente deux cascades. Une partie de la puissance de la pompe du laser à λ_0 est transférée par SRS dans la première onde de Stokes à λ_1 , qui elle transfère de la puissance de la même façon à la deuxième onde de Stokes, à λ_2 , correspondant à la sortie du laser. L'évolution des puissances de ces ondes au sein de la cavité s'exprime selon le système d'équations

suivant :

$$\frac{dP_0^+(z)}{dz} = -\frac{g_{R01}}{A_{\text{eff}01}} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \left[P_1^+(z) + P_1^-(z) \right] P_0^+(z) - \alpha_0 P_0^+(z) \quad (\text{C.1a})$$

$$\frac{1}{P_1^+(z)} \frac{dP_1^+(z)}{dz} = -\frac{1}{P_1^-(z)} \frac{dP_1^-(z)}{dz} = -\frac{g_{R12}}{A_{\text{eff}12}} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left[P_2^+(z) + P_2^-(z) \right] + \frac{g_{R01}}{A_{\text{eff}01}} P_0^+(z) - \alpha_1 \quad (\text{C.1b})$$

$$\frac{1}{P_2^+(z)} \frac{dP_2^+(z)}{dz} = -\frac{1}{P_2^-(z)} \frac{dP_2^-(z)}{dz} = \frac{g_{R12}}{A_{\text{eff}12}} \left[P_1^+(z) + P_1^-(z) \right] - \alpha_2 \quad (\text{C.1c})$$

Ici, g_{Rij} correspond au gain Raman pour une onde de Stokes à λ_j à partir d'une pompe à λ_i . Or, ce gain dépend de la longueur d'onde de pompe et du décalage Raman considéré [54]. Dans le cas étudié, le décalage en fréquence entre la pompe et la première onde de Stokes est le même que celui entre la première et la deuxième onde de Stokes. Ainsi, on peut exprimer la relation entre les valeurs de gain des deux cascades par l'équation suivante :

$$g_{R12} = g_{R01} \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \quad (\text{C.2})$$

L'aire effective du recouvrement entre les ondes à λ_i et λ_j [35], s'exprime par :

$$A_{\text{eff}ij} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_i(x, y, z) dx dy \right) \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_j(x, y, z) dx dy \right)}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_i(x, y, z) I_j(x, y, z) dx dy} \quad (\text{C.3})$$

Aussi, à une longueur d'onde λ_j , α_j correspond à l'atténuation dans la fibre, P_j^+ est la puissance de l'onde se propageant dans le laser du réflecteur d'entrée au réflecteur de sortie, suivant l'axe z de la cavité, tandis que P_j^- est la puissance de l'onde contre-propagative à cette dernière. Quant à R_j^+ et T_j^+ , ils désignent respectivement les facteurs de réflexion et de transmission associés au réflecteur de sortie. R_j^- et T_j^- se rapportent quant à eux au réflecteur d'entrée.

Pour une cavité de longueur L , les conditions aux frontières s'écrivent :

$$\begin{aligned} P_0^+(0) &= T_0^- P_{\text{in}} & P_0^-(L) &= R_0^+ P_0^+(L) \\ P_1^+(0) &= R_1^- P_1^-(0) & P_1^-(L) &= R_1^+ P_1^+(L) \\ P_2^+(0) &= R_2^- P_2^-(0) & P_2^-(L) &= R_2^+ P_2^+(L) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

En partant de l'équation

$$\frac{1}{P_j^+} \frac{dP_j^+}{dz} = -\frac{1}{P_j^-} \frac{dP_j^-}{dz} \quad (\text{C.5})$$

nous pouvons déduire la relation suivante :

$$P_j^+ P_j^- = C_j^2 \quad (\text{C.6})$$

où C_j est constant. Burgoyne *et al.* [41,51] proposent le changement de variable suivant :

$$P_j^\pm = C_j e^{\pm\theta_j} \quad (\text{C.7})$$

La variable θ_j représente un facteur d'amplification de la pompe ou de la j ième onde de Stokes. Il est alors possible de réécrire le système :

$$\frac{d\theta_0}{dz} = -2 \frac{g_{R01}}{A_{\text{eff}01}} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} C_1 \cosh \theta_1 - \alpha_0 \quad (\text{C.8a})$$

$$\frac{d\theta_1}{dz} = -2 \frac{g_{R12}}{A_{\text{eff}12}} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} C_2 \cosh \theta_2 + 2 \frac{g_{R01}}{A_{\text{eff}01}} C_0 \cosh \theta_0 - \alpha_1 \quad (\text{C.8b})$$

$$\frac{d\theta_2}{dz} = 2 \frac{g_{R12}}{A_{\text{eff}12}} C_1 \cosh \theta_1 - \alpha_2 \quad (\text{C.8c})$$

Les conditions aux limites sont dans ce cas :

$$\begin{aligned} \theta_0(0) &= \ln \frac{P_{\text{in}}}{C_0} & \theta_0(L) &= -\ln \sqrt{R_0^+} \\ \theta_1(0) &= \ln \sqrt{R_1^-} & \theta_1(L) &= -\ln \sqrt{R_1^+} \\ \theta_2(0) &= \ln \sqrt{R_2^-} & \theta_2(L) &= -\ln \sqrt{R_2^+} \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Ces conditions limites prises en considération, le système décrit par les équations C.8a, C.8b et C.8c est résolu pour obtenir les solutions C_j permettant de retrouver les valeurs de $P_j^+(L)$ et donc les puissances de sortie de la pompe résiduelle et des ondes de Stokes à partir de la relation suivante :

$$P_{j\text{sortie}} = T_j^+ P_j^+(L) \quad (\text{C.10})$$

Notons que les simulations décrivant l'évolution de la puissance dans la cavité laser doivent être faites en trois temps. En premier lieu, à des puissances de pompe inférieures au seuil de la première onde de Stokes, les valeurs de P_1^+ , P_1^- , P_2^+ et P_2^- sont nulles, donc les valeurs de C_1 et C_2 sont nulles dans les équations C.8a, C.8b et C.8c. En second lieu, pour des puissances entre le seuil de la première onde de Stokes et celui de la seconde, seules P_2^+ , P_2^- et donc C_2 demeurent nulles. Enfin, elles ne le sont plus lorsque le seuil de la deuxième onde de Stokes est dépassé, ce qui correspond à la troisième et dernière étape de simulation.

Annexe D

Boucle de Sagnac non-linéaire

À haute puissance (proportionnelle à $|E|^2$), le comportement d'une boucle de Sagnac peut être affecté par des effets d'optique non-linéaire [55], principalement par l'auto-modulation de phase (AMP). La phase accumulée dans la boucle de longueur L comporte donc la composante non-linéaire suivante, qui n'est plus négligeable :

$$\phi_{\text{NL}} = \frac{2\pi n_2 |E|^2 L}{\lambda} \quad (\text{D.1})$$

Dans cette équation, n_2 est le coefficient non-linéaire de l'indice de réfraction dans la silice en m^2/V^2 . La réponse de la boucle, exprimée par l'équation 1.5, dépend de l'interférence entre les ondes au second passage dans le coupleur. Si le déphasage entre les ondes est modifié, la transmission de la boucle change aussi. À haute puissance, si les ondes se propageant dans la boucle diffèrent en amplitude, leurs phases accumulées φ_1 et φ_2 ne sont plus égales. La différence d'amplitude entre les deux ondes, nécessaire pour une variation de la transmission de la boucle, peut être créée, entre autres, en optant pour un coupleur non équilibré, c'est-à-dire ayant un taux de transfert différent de 50:50. La boucle résultante est une boucle miroir optique non-linéaire ou NOLM (pour « Nonlinear Optical Loop Mirror »). La figure D.1 illustre ce type de boucle.

Le déphasage entre les deux ondes dans la boucle peut s'évaluer ainsi : E_1 est

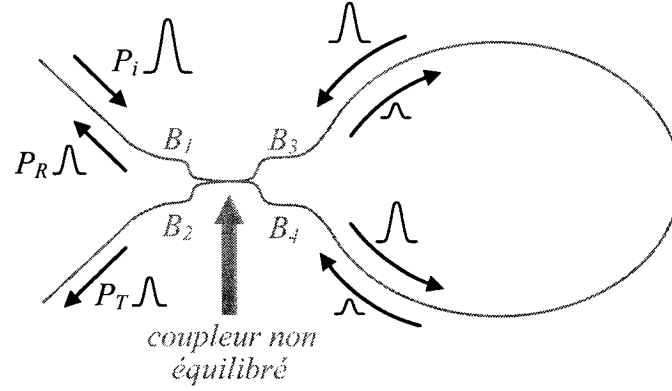


Figure D.1 : Boucle miroir optique non-linéaire (NOLM). Une boucle de Sagnac intégrant un coupleur non équilibré voit, à haute puissance, une modification, en fonction de la puissance injectée P_i , du rapport entre la puissance qu'elle transmet et la puissance qu'elle réfléchit ($P_T : P_R$). Ceci vient du fait que les ondes se propageant dans la boucle en sens inverse n'ont pas la même puissance et ne subissent pas le même déphasage non-linéaire.

l'amplitude du champ de l'onde injectée dans la boucle par la branche d'entrée B_1 , E_3 le champ sortant de la branche B_3 au premier passage dans le coupleur et E_4 le champ sortant de la branche B_4 . Si un amplificateur est inséré en B_3 , g est son facteur de gain (en absence d'amplificateur, $g = 1$) [56]. Pour le cas général, le déphasage s'exprime de la façon suivante :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} [g |E_3|^2 - |E_4|^2] = \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} [(g \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha) |E_1|^2]$$

Cette différence de phase, insérée dans les équations du vecteur 1.5, permet de calculer la transmission en intensité (ou en puissance) de la boucle. Pour un NOLM, la transmission de la boucle est présentée à la figure D.2. Notons que le taux de transfert du coupleur pour lequel la boucle est toujours réfléchissante, quelle que soit la valeur de puissance injectée, est de 50:50.

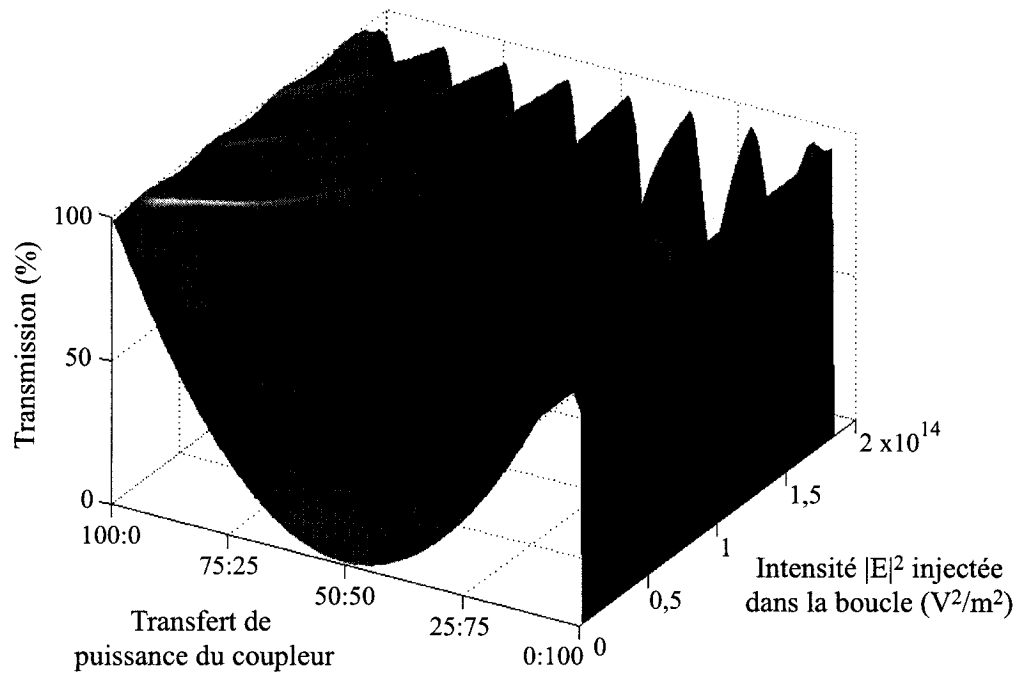


Figure D.2 : Réponse d'un NOLM. Quelle que soit la puissance (ou l'intensité) injectée, la boucle est toujours totalement réfléchissante pour un coupleur 50:50 et toujours totalement transmissive pour un coupleur 0:100 ou 100:0. Cependant, pour un coupleur non équilibré (un coupleur présentant un transfert de puissance intermédiaire), la transmission de la boucle se trouve à changer avec la puissance injectée, et ce, à cause de l'auto-modulation de phase (AMP).

Annexe E

**Résumé d'une présentation faite à
CLEO 2005 (« Conference on
Lasers and Electro-Optics »)**

Raman fiber laser using spectrally shaped multi-wavelength fiber loop mirrors

Maryse Aubé, Bryan Burgoyne,
Nicolas Godbout, and Suzanne Lacroix

*Centre d'optique, photonique et lasers, Fiber Optics Laboratory
Engineering Physics Department, École Polytechnique de Montréal
P.O. Box 6079, Station Centre-ville, Montréal (Québec) Canada H3C 3A7
nicolas.godbout@polymtl.ca*

Abstract: A two Stokes wave Raman fiber laser was built with only two fiber loop mirrors acting as pump injector, high-reflectors and output coupler. Phosphorous-doped fiber for the gain medium enables large wavelength shifts.

© 2004 Optical Society of America

OCIS codes: 140.3550, 140.3510

1 Introduction

Raman amplifiers and lasers recently received considerable attention because they are easy to implement and they inherently allow any wavelength to be amplified. The usual design of all-fiber Raman lasers consists of nested cavities with pairs of Bragg gratings as reflectors. The spectral response of the first pair of Bragg gratings is tuned to the wavelength corresponding to the maximum Raman gain curve from the pump ($\Delta\nu \approx -13$ THz for silica) allowing the pump power to be transferred to the first Stokes wave. The Stokes wave may in turn pump a second Stokes wave provided the second pair of gratings is tuned to the appropriate wavelength. This process which cascades the Raman effect allows for example to transfer the high power from an Yb-doped fiber laser emitting at 1060 nm to 1480 nm using six cascades in a standard silica fiber. This large number of cascades may be reduced to two if a P-doped (instead of an usual Ge-doped) fiber is used because P_2O_5 offers a larger Raman shift ($\Delta\nu \approx -40$ THz to be compared to -13 THz). It thus reduces the number of Bragg gratings to four. However, Bragg gratings are inherently narrowband reflectors so that they have to be tuned to each other after fabrication. Moreover, it has been observed that nonlinear phenomena induce spectral broadening, which in turn results in losses at each reflection around the nominal grating wavelength.

As an alternative to the usual Bragg gratings, all-fiber Sagnac interferometer loops may be used in lasers [1,2]. We present, to the best of our knowledge, the first multi-Stokes Raman fiber laser using only two fiber loop mirrors as cavity closing elements. The flexibility in spectral response inherent to fiber couplers was exploited to fabricate fiber loop mirrors with the desired reflectivity at three different wavelengths. We herein present results related to the custom coupler and loop mirror fabrication and its impact in a two Stokes Raman laser.

2 Experiment

Couplers were designed and fabricated in Corning PureMode-1060 optical fiber. Fiber loop mirrors were obtained by splicing the output branches. The spectral responses of the couplers used in the loops are shown in Fig. 1. Due to the $\pi/2$ -phase shift between both output signals of a fiber coupler, all incident power is returned back to the input port a loop with a 3 dB coupler. Precautions must however be taken regarding the polarization: the loop must be large enough so that its birefringence is negligible and polarization controllers are sometimes needed to compensate for stray birefringence. The coupler's spectral dependence makes in turn the loop reflection coefficient wavelength dependent. Both 0% and 100% couplers generate loops with zero reflection. The design of the couplers used in this laser application benefits from this spectral dependence. The loop transmission coefficients corresponding to the two fabricated couplers are shown in Fig. 2. As can be seen from these curves, the entrance loop mirror is designed to act as a pump injector and high-reflector for both Stokes waves (1233 and 1475 nm) while the exit loop mirror acts as high-reflector for the first Stokes wave and $R = 58\%$ output coupler for the second Stokes wave (1475 nm). Each loop consists of 1.5 m of Corning PureMode-1060 fiber and features, coupler and splices included, an excess loss of 0.5 dB. Our results

demonstrate that the spectral response of fiber couplers can be tailored to specific needs, here reflectivity targets in fiber loop mirrors. A coupler spectrum is adjusted by carefully designed torch movements during fabrication. This controls the coupler's degree of fusion and longitudinal profile. The dependence of coupler spectrum on fabrication parameters is also successfully modeled.

We fabricated a two Stokes Raman laser using the two fiber loop mirrors. Because of the reduced number of necessary cascades to convert $\lambda = 1060$ nm to ≈ 1480 nm, a P-doped fiber was chosen as the gain medium. The fiber was manufactured by *Institut national d'optique* with a P_2O_5 doping concentration of 15.3 mol%. It features a Raman gain of $g_R = 0.95 \cdot 10^{-13}$ m/W for a Raman shift of -39.5 THz, with an effective area of $32 \mu\text{m}^2$ [3]. We used a 607 m long fiber to compare our results with a similar laser we assembled with nested Bragg grating cavities. We used an Yb-doped fiber laser as pump ($\lambda = 1060$ nm) able to deliver up to 20 W of continuous power. The setup is shown in Fig. 3.

3 Results and discussion

The Raman laser may emit at $\lambda = 1233$ nm (first Stokes wave) or $\lambda = 1475$ nm, depending on the pump power. Its spectrum over the 1000–1500 nm wavelength range is shown in Fig. 4(a) for three different pump powers corresponding to no Raman laser emission, Raman laser operating at 1233 nm (first Stokes wave), and at both wavelengths 1233 and 1475 nm (first and second Stokes wave). It was observed that due to the spectral broadening and first Stokes wave depletion, its maximum emission wavelength shifted towards higher and then lower wavelengths when the pump power was increased. Wide peaks associated to the SiO_2 Raman gain spectrum are also visible. Fig. 4(b) shows the remaining pump power together with the Raman laser output power at $\lambda = 1233$ nm and $\lambda = 1475$ nm as a function of the input pump power. The threshold for the first Stokes wave is 0.59 W and coincides with the observed pump depletion threshold. The output signal at 1233 nm is weak owing to high reflectivity of the loop mirrors. The threshold for 1475 nm generation is 1.2 W with an overall slope efficiency of 12.4%. Pump depletion also changes above this threshold.

The Raman laser was simulated using an approximate analytical model developed recently [5]. The regimes with one and two Stokes waves present were modeled separately. All parameters input in the model were independently measured data (fiber length, losses, input power, reflectivity) except two parameters which were adjusted, namely the Raman gain coefficient ($g_R = 1.1 \cdot 10^{-13}$ m/W at $\lambda_p = 1060$ nm) and output coupler reflectivity (52%). The wavelength dependence of the Raman gain and the effective area was taken into account. Fig. 4(b) shows the good agreement between the analytical model and experimental data.

To lower the threshold, the excess loss of the loop mirrors, currently 0.5 dB, should be improved. A shorter gain fiber could then be used. The optimal output mirror reflectivity for the Raman laser described here is calculated at 12%, which can be achieved by a different coupler design. The output power would however only increase by about 20% at the maximum pump power.

4 Conclusion

A two Stokes fiber Raman laser was fabricated for the first time using only two fiber loop mirrors. The laser operates at 1475 nm, the second Stokes order of a P-doped fiber, when pumped at 1060 nm. The entrance loop acts as a pump injector as well as a high-reflector for both Stokes waves, while the exit loop is a high-reflector for the first Stokes wave and an output coupler of $R = 52\%$ for the second one. The slope efficiency achieved was 12.4% for 600 m of P-doped fiber, with a threshold of 1.2 W for the second Stokes wave.

References

1. David B. Mortimore, "Fiber loop reflectors," *J. of Lightwave Technol.* **6**, 1217–1224 (1988).
2. Paul Urquhart, "Fiber lasers with loop reflectors," *Appl. Optics* **28**, 3759–3767 (1989).
3. Éric Saulnier, Nicolas Godbout, and Suzanne Lacroix "Simultaneous measurement of spontaneous and stimulated Raman scattering in optical fibers," *Photonics North*, Ottawa, Canada, Paper 5577-24 in *Proceedings of the SPIE*, 2004.
4. Chang-Seok Kim, Raymond M. Sova, Jin U. Kang, "Tunable multi-wavelength all-fiber Raman source using fiber Sagnac loop filter," *Optics Comm.* **29** 218–291 (2003).
5. Bryan Burgoyne, Nicolas Godbout and Suzanne Lacroix, "Theoretical analysis of n -th order cascaded CW Raman fiber lasers", to be published in *J. Opt. Soc. Am. B* (2004).

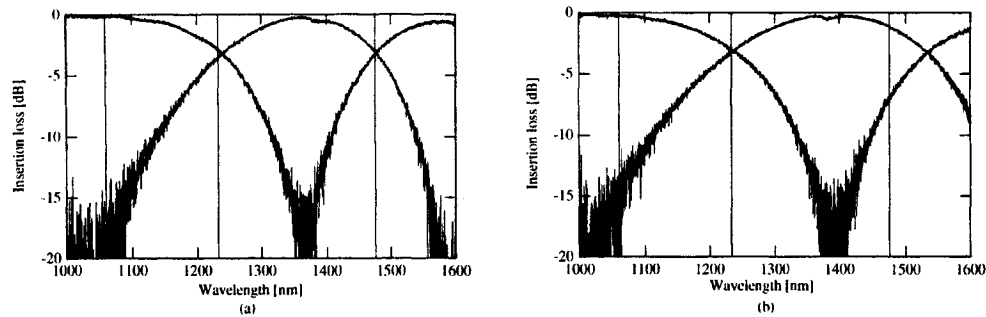


Fig. 1. Spectral dependence of the transmission of: (a) the entrance coupler; (b) the exit coupler. Vertical lines have been drawn to highlight the wavelengths of the pump (1060 nm) and the Stokes waves (1233 and 1475 nm).

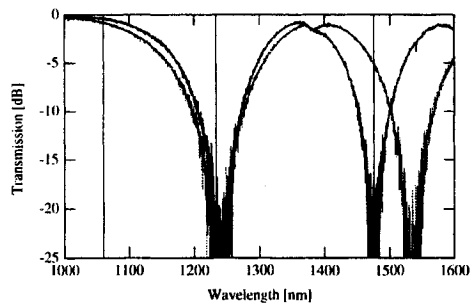


Fig. 2. Spectral dependence of the transmission of the fiber loop mirrors made with the couplers of Fig. 1.

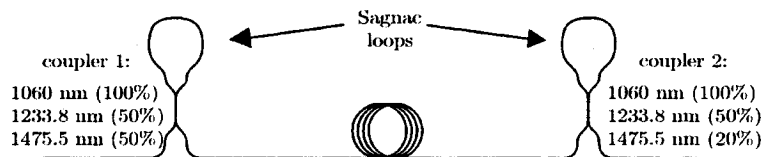


Fig. 3. Configuration of the Raman fiber laser. The first loop mirror acts as pump injector and high-reflector for both Stokes waves. The second loop mirror acts as high-reflector for the first Stokes wave and $R = 75\%$ output coupler for the second Stokes wave.

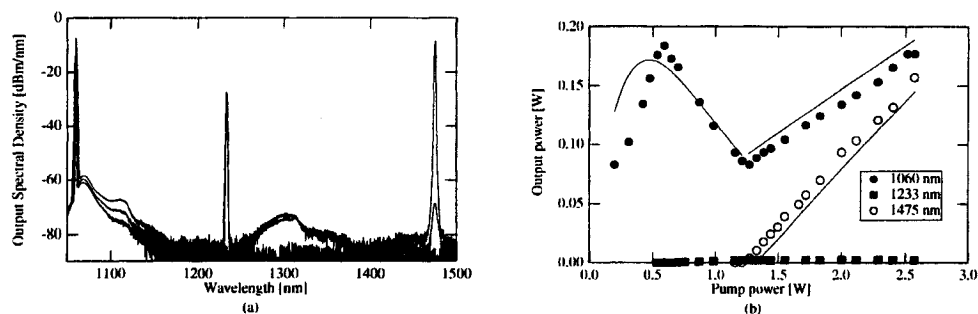


Fig. 4. (a) Output power from the cavity for three different values (0.31 W, 1.16 W, and 2.57 W) of the input pump power (1060 nm); (b) Output power from the cavity at $\lambda = 1233$ nm (first Stokes wave) and $\lambda = 1475$ nm (second Stokes wave) as a function of the input pump power: experimental (dots) together with the simulation (plain line) results.